

PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND 49.

1. *Polarisation ungebeugter ultrarother Strahlung durch Metalldrahtgitter; von H. E. J. G. du Bois und H. Rubens*¹⁾.

(Hierzu Taf. III.)

(Inhalt: Einleitung; I. Theil: Versuchsanordnung, Orientierungsversuche, Hauptversuche, Controllversuche; II. Theil: Allgemeine Discussion, Einfluss der Beugung, Pleochroitisches Krystallmodell, Vergleich mit den Hertz'schen Gittern.)

Einleitung.

§ 1. In einer früheren Untersuchung hat der Eine von uns gezeigt, dass polarisirtes Licht, welches blanke Silberdrahtgitter durchstrahlt, ohne dabei eine Beugung zu erleiden, im allgemeinen eine Drehung seiner Polarisationsebene erfährt.²⁾ Die Bestimmung dieser Drehung als Function des Polarisationsazimuths führte zu dem Schlusse, dass die Durchlässigkeit solcher Gitter für \perp zur Drahtrichtung polarisirtes Licht eine grössere ist als für \parallel dazu polarisirtes.³⁾ Das Verhältniss der ersteren zur letzteren, welches wir kurz das „Durchlässigkeitsverhältniss“ nennen, sei n^2 ; es ist in dem damals untersuchten sichtbaren Spectralbereiche $n^2 > 1$.

Es wurde ferner festgestellt, dass n^2 mit abnehmender Oeffnungsbreite der Gitter, ebenso wie mit zunehmender

1) Die anfänglichen Ergebnisse vorliegender Untersuchung sind in den Berl. Sitzungsber. Dec. 1892 p. 1129 mitgetheilt worden. Im Folgenden geben wir eine zusammenhängende, unsere Arbeit vorläufig abschliessende Bearbeitung der damals veröffentlichten Resultate mit den seither neu gewonnenen.

2) du Bois, Reflex. und Transm. des Lichtes durch gewisse klotrope Gebilde II. Theil, Wied. Ann. **46**. p. 548. 1892; zur Polarisation des ungebeugten Lichtes durch Gitter, Wied. Ann. **48**. p. 546. 1893; Auf erstere Arbeit werden wir im Texte häufig als (l. c.) Bezug nehmen.

3) Der Kürze halber sind im Folgenden die Symbole \parallel oder \perp für parallel bez. senkrecht durchweg benutzt.

Wellenlänge, wächst, dagegen von der Drahtstärke ziemlich unabhängig ist. Schliesslich wurde auf die Analogie der von Hrn. Hertz eingeführten Gitterpolarisatoren für electromagnetische Strahlung¹⁾ mit den benutzten feinen Gittern hingewiesen, jedoch mit folgender Verwahrung (l. c. p. 562): „Wo bei diesen der Werth n^2 bis zu 1,13 gefunden wurde, ist er bei jenen Null; dementsprechend tritt an Stelle des durch Gleichung (4) ausgedrückten Verhaltens ein dem Malus'schen ähnliches Gesetz, wie es von Rubens und Ritter l. c. gefunden wurde. Da aber bei dem heutigen Stande der electromagnetischen Lichttheorie die electrischen Schwingungen als zur Polarisationssebene \perp angenommen werden müssen²⁾, versagt die Analogie in einer Hauptsache, dem Sinne der Polarisation. Wäre doch dieser bei den Miniaturgittern || der Drahtrichtung zu erwarten, entgegen dem Befunde.“

§ 2. Zur weiteren Klärung dieser Frage wurde damals die Untersuchung noch feinerer Gitter aus verschiedenen Metallen im ultrarothem Spectralbereiche in Aussicht gestellt. Die Mittheilung unserer auf dieses Ziel gerichteten Versuche bildet den Inhalt des ersten Theiles vorliegender Arbeit, während wir im zweiten Theile einige sich daran knüpfende Folgerungen und Betrachtungen erörtern werden.

Auf dem angedeuteten Wege konnten wir zu räumlichen Verhältnissen zu gelangen hoffen, welche denen der Hertz'schen Gitterversuche schon bedeutend näher liegen. Wir wollen gleich vorweg bemerken, dass wir die scheinbare Oeffnungsbreite unserer Gitter bis auf ein Tausendstel Centimeter hinunter verringert haben, während wir zu Wellenlängen heraufgelangten, welche höchstens zwei Drittel dieses Werthes betrug. Wir halten es für schwierig, vorläufig in dieser Beziehung weiter zu gelangen, als höchstens bis zur ungefähren Gleichheit der beiden Dimensionen.

1) Hertz, Wied. Ann. **36**. p. 775. 1889. Es sei daran erinnert, dass diese Gitter eine merkliche Schwächung der Strahlung überhaupt nicht verursachen, falls der electrische Vector zur Drahtrichtung \perp steht. Bei || Orientirung wird dagegen gar keine Strahlung hindurchgelassen, wenige Procente werden absorbirt, das Uebrige regelmässig reflectirt; vgl. Rubens und Ritter, Wied. Ann. **40**. p. 71 1890.

2) Vgl. Trouton, Phil. Mag. (5) **32**. p. 80. 1891; Klemenčič, Wied. Ann. **45**. p. 62. 1892.

Andererseits war bei den bisher angestellten electromagnetischen Gitterversuchen das Verhältniss der Wellenlänge zur Oeffnungsbreite mindestens das zwanzigfache. Die Ausführung unserer Versuche in 10 000fachem Linearmaassstabe würden Oeffnungsbreiten von 10 cm und Wellenlängen von derselben Grössenordnung erheischen.

Jene von uns erreichte geringste Oeffnungsbreite von 0,001 cm haben wir der Bequemlichkeit halber als Einheit angenommen und dementsprechend alle vorkommenden kleinen Grössen in Millicentimetern ($\text{mcm} = 10^{-3} \text{ cm}$) ausgedrückt. Die hauptsächlich angewandten Bezeichnungen stellen wir hier übersichtlich zusammen; die Definitionen der betreffenden Grössen sind an geeigneter Stelle gegeben.

d Durchmesser der Gitterdrähte; a, a' wahre, bez. scheinbare Gitterconstante; b, b' wahre, bez. scheinbare Oeffnungsbreite; $p = b/a$ Oeffnungsverhältniss; β Neigungswinkel; ν Polarisationsazimuth; γ Beugungswinkel; m Ordnungszahl; λ Wellenlänge.

Ferner A Strahlungsintensität; Q centrale Durchlässigkeit; $n^2 = Q_s/Q_p$ Durchlässigkeitsverhältniss; die Indices s und p beziehen sich auf die \perp bez. \parallel zur Drahtrichtung polarisirten Strahlungscomponenten.

I. Theil.

Versuchsanordnung.

§ 3. Die bolometrische Methode der Strahlungsmessung im ultrarotheren Spectrum kann heute als eine zuverlässige und in allen Einzelheiten durchgearbeitete betrachtet werden; es erschien uns daher angezeigt, mit ihrer Hülfe die Intensität der \perp bez. \parallel der Drahtrichtung polarisirten Strahlung, nach ihrem Durchgang durch das Gitter, direct zu messen, statt wie früher die resultirende Drehung zu bestimmen. Zu diesem Zwecke bedienten wir uns bei der weitaus grössten Anzahl der Versuche der in Fig. 1, Taf. III schematisch dargestellten Anordnung; diese war zwar etwas complicirt, dafür aber, wie wir glauben, einwurfsfrei. Einfachere Einrichtungen, wie wir sie bei einigen mehr qualitativen Controllversuchen benutzten, sollen an geeigneter Stelle beschrieben werden (§§ 20, 21).

In A befand sich in einem Schutzkasten die Strahlungsquelle. Bei der Mehrzahl der Versuche war dies ein Zirkon-

brenner; um dabei eine möglichst unveränderliche Flammengestalt behufs Erlangung constanter Strahlungsintensität zu erzielen, waren in die Zuleitungen des Leuchtgases wie des Sauerstoffs Druckregulatoren eingeschaltet. Um bei Wellenlängen über 0,4 μ m noch genügende Energie zu erhalten, waren wir in einigen Fällen genöthigt, eine Hefner'sche Contactbogenlampe anzuwenden. Bei sorgfältiger Regulirung brannte diese mit einem Strome von 22 Amp. aus dem städtischen Leitungsnetze ruhig genug, um wenigstens auf einige Zeit als constant betrachtet werden zu können.

Die Strahlen der Lichtquelle wurden durch eine Sylvlinse l_1 von kurzer Brennweite auf der Blende d zu einem reellen Bilde vereinigt, von dem die kreisrunde Blendenöffnung einen entsprechenden Theil hindurchliess. Manchmal wurde auch der Krater der wie üblich zurückgestellten positiven Dochtkohle direct in d eingestellt. Dieser projecirte sich dann als ein runder glühender Fleck von etwa 0,7 cm Durchmesser, von dem man annehmen durfte, dass er fast den vollen Betrag der überhaupt von dem Kohlenpaare ausgesandten Strahlung lieferte. Hinter dem Diaphragma wurden die Strahlen durch die Steinsalzlinse l_2 || bez. schwach convergent gerichtet und dann unter einem Polarisationswinkel von etwa 55° , dessen Dispersion vernachlässigt werden durfte, an einem Glasplattensatz G reflectirt. Dieser bestand aus zwei ca. 0,025 cm dicken „Deckglas“platten, welche in möglichst || Lage auf einer 0,3 cm starken, auf der Rückseite geschwärzten, verticalen Glasplatte befestigt waren. Wir erreichten durch diese Vorrichtung, dass die reflectirten Strahlen nahezu vollkommen in der Horizontalebene linear polarisirt waren und behielten, da die Reflexion an fünf hintereinanderliegenden Flächen erfolgte, ungefähr ein viertel bis ein drittel der auffallenden Strahlung, d. h. drei- bis viermal mehr, als mit einer einzigen schwarzen Glasplatte. Durch die geringe Dicke der Deckglasplatten wurde ferner deren Absorption für Strahlen grösserer Wellenlänge möglichst verringert.

§ 4. Nach der Reflexion am Glasplattensatz G trafen die Strahlen den in Fig. 2, Taf. III perspectivisch dargestellten Apparat, welcher zur Aufnahme des Gitters diente. Er bestand aus einem ca. 5 cm weiten Messingrohre $\overline{FF'}$, welches

an einem Ende unter 90° , an dem anderen unter $44,4^\circ$ Neigung zu seiner Axe abgeschnitten war. Beide Enden waren mit Verschlussplatten (A und B) versehen, von denen sich diejenige, welche die senkrecht abgeschnittene Rohröffnung verschloss, nach Belieben entfernen liess. Beide Platten, sowohl A als B , waren centriscb gebohrt, sodass ein Strahlenbündel von genau kreisförmigem Querschnitt hindurchgelassen wurde. Die Oeffnung in der Platte B hatte dazu die Form einer Ellipse, deren Axen sich wie 7 zu 10 verhielten. Durch zwei kreisförmige Blenden von passendem Durchmesser, welche in unmittelbarer Nähe der Platten A und B eingesetzt wurden, konnte der Querschnitt des durch den Apparat hindurchgehenden Strahlenbündels nach Bedürfniss auch verringert werden. Ausserdem liess sich eine dritte Platte C aufsetzen, welche dann um das Charnier $\overline{NN'}$ drehbar war; sie war in der Normalstellung auf der Drehbank senkrecht zur Rohraxe justirt; ihre Neigung gegen diese ihre Nulllage konnte mittelst des in Fig. 2 abgebildeten getheilten Kreisbogens zwischen 0° und 45° beliebig abgelesen, bez. eingestellt werden.

Das Rohr FF' war im Innern eines Metallringes Q derart angebracht, dass es um seine Axe gedreht werden konnte; durch sorgfältiges Einschleifen wurde bewirkt, dass bei dieser Drehung die Axe eine unveränderte Lage beibehielt. Der Metallring Q bildete das obere Ende eines massiven Messingstativs, welches durch Kniegelenke nach jeder Richtung hin justirt und durch Schrauben in jeder Lage festgestellt werden konnte. Das Gitter selbst wurde nach Belieben auf den Endplatten A , B oder C mit Hülfe zweier Schraubklammern befestigt, sodass die Gitternormale auf der betreffenden Platte senkrecht stand, d. h. entweder der Strahlrichtung parallel war oder mit dieser einen Winkel von $45,6^\circ$ bildete; bei Befestigung auf den geneigten Platten B oder C wurde die Drahtrichtung der zur Rohraxe senkrechten Charnierrichtung $\overline{NN'} \parallel$ gestellt. Die auf dem Rohr angebrachte Kreistheilung ermöglichte mit Hülfe der auf Q befindlichen Marke die Einstellung des Rohres, bez. Gitters in bestimmten Azimuthen.

Hinter dem Apparat Q befand sich eine zweite Steinsalzlinsc l_2 , welche die Strahlen in die Spaltebene eines zu Messungen im ultrarothcn Spectrum eingerichteten Spectro-

meters vereinigte. Hier entstand also ein reelles Bild des ersten kreisförmigen Diaphragmas d , dessen verticaler Durchmesser auf den Spalt s fiel. Wurde dann ein Gitter in der beschriebenen Weise auf dem Apparate Q befestigt, so erblickte man neben dem Centralbilde eine Reihe von Beugungsbildern in der bekannten symmetrischen Anordnung. Da es sich in der vorliegenden Arbeit *ausschliesslich um die Untersuchung des Centralbildes* handelt, wurde die Grösse des Diaphragmas d und die Länge des Spaltes s je nach der zu untersuchenden Wellenlänge so gewählt, dass in keiner Stellung des Gitters eins der Beugungsbilder auf den Spalt fallen konnte. Die Aenderung der Spaltlänge bez. des Durchmessers des Diaphragmas d geschah durch jeweiliges Einsetzen besonderer Blenden an beiden Stellen. Da der Abstand der Beugungsbilder vom Centralbilde unter sonst gleichen Umständen der Wellenlänge der betreffenden Strahlung proportional ist, so war es vollkommen statthaft, mit wachsender Wellenlänge weitere Diaphragmen und grössere Spaltlängen anzuwenden, deren Dimensionen sich in einfacher Weise aus den Brennweiten der Linsen l_2 und l_3 , sowie aus der Gitterconstante berechnen liessen. Derselbe Grund berechtigte uns, um das Arbeiten bei den grössten Wellenlängen noch zu ermöglichen, den Krater der Bogenlampe ohne weiteres an Stelle von d zu setzen, wie oben erwähnt wurde.

§ 5. Das benutzte Wärmespectrometer war ein Instrument der Firma Schmidt und Hänsch, in welchem das Fadenkreuz des Fernrohrs durch den temperaturempfindlichen Widerstand eines Linearbolometers ersetzt war. Die Einrichtung dieses Bolometers ist von dem Einen von uns¹⁾ bei Gelegenheit einer früheren Untersuchung beschrieben worden. Der Bestrahlungswiderstand B bestand aus drei 0,02 cm breiten und 1 cm langen nebeneinander aufgespannten Streifen sehr dünnen Eisenbandes, welches durch Flachhämmern eines 0,004 cm dicken Eisendrahtes hergestellt war. Die Breite des Bolometers betrug 0,07 cm, sein Widerstand 4,5 Ohm. Meist betrug die Stärke des Hauptstromes in der Wheatstone'schen Brücke etwa 0,04 Amp. Dies entsprach einer Empfindlichkeit

1) Rubens, Wied. Ann. 45. p. 238. 1892.

des Bolometers, welche ungefähr durch den Umstand definirt ist, dass dessen Bestrahlung durch eine in 1 m Abstand befindliche Hefner'sche Amylacetatlampe einen Scalenausschlag von etwa 500 mm hervorbrachte.

Dieser Ausschlag wurde mit einem der modificirten astatischen Galvanometer erhalten, welche wir kürzlich beschrieben haben¹⁾, und bei welchen neben hoher Empfindlichkeit hauptsächlich die Erreichung genügender Erschütterungslosigkeit selbst unter ungünstigen Umständen ins Auge gefasst wurde. Bei den zur vorliegenden Untersuchung gehörigen Beobachtungen, welche zu beliebigen Tageszeiten angestellt wurden, waren wir denn auch weniger bestrebt, hohe nominelle Empfindlichkeiten zu erreichen. Vielmehr haben wir uns durch die bekannte einfache Regel leiten lassen, stets unter Berücksichtigung sämtlicher Fehlerquellen und störender Umstände das Verhältniss des wahrscheinlichen Fehlers zum ganzen Scalenausschlag auf ein Minimum zu reduciren. Die Galvanometerspulen wurden nebeneinander geschaltet, sodass der gesammte Widerstand 5 Ohm betrug; im allgemeinen arbeiteten wir bei einer mässigen Astasirung; die volle Periode (doppelte „Schwingungsdauer“) betrug meistens nur 10". Ein Mikroampère ergab hierbei wegen des grossen Scalenabstandes (5000 Scalentheile) einen Ausschlag von ca. 4000 Scalentheilen; andererseits entsprach ein Scalenthail einer Temperaturänderung des Bolometers um acht Millionstel Grad.

§ 6. Die Spectrometerobjective l_4 und l_5 bestanden aus Fluorit, ebenso wie das Prisma P , welches schon früher von Rubens und Snow²⁾ auf seine Dispersion hin untersucht war, und dessen Brechungsindex daher bis zu einer Wellenlänge von 0,8 mcm als Function dieser letzteren bekannt war. Die Minimumstellung des Prismas wurde durch eine einfache kinematische Vorrichtung bewirkt. Die Minimalablenkung betrug für $\lambda = 0,059$ mcm. (D -Linie) $31^\circ 36'$; die Differenzen φ der geringeren Ablenkungen bei grösseren Wellenlängen gegen jene sind in Tab. 1 angegeben; dieser durch graphische Interpolation aus den Werthen von Rubens und Snow erhaltenen Daten

1) du Bois u. Rubens, Wied. Ann. **48**. p. 236. 1893.

2) Rubens u. Snow, Wied. Ann. **46**. p. 529. 1892.

bedienten wir uns bei den Beobachtungen zur Einstellung auf irgend einen der gewünschten Werthe von λ .

Tabelle 1.

φ	λ mcm	φ	λ mcm	φ	λ mcm
0° 0'	0,059	0° 38'	0,150	1° 46'	0,400
8'	0,067	50'	0,200	2° 2'	0,450
16'	0,080	1° 2'	0,250	19'	0,500
25'	0,100	16'	0,300	35'	0,550
31'	0,125	30'	0,350	52'	0,600

§ 7. Bei der gegenwärtigen Arbeit gelangten im ganzen acht Drahtgitter zur Untersuchung. Es wurde zu deren Herstellung sehr dünner Platin-, Kupfer-, Eisen-, Gold- und Silberdraht verwendet, welcher durch feine Bohrlöcher in Diamanten, bez. Rubinen gezogen worden war, mithin eine wohldefinierte, blanke, hochpolirte Oberfläche darbot. Leider gelang es uns nur, aus den drei zuerst genannten Metallen Draht von genau gleichem Durchmesser (2.5 mcm) zu beschaffen; für die Vergleichbarkeit der Resultate wäre es vortheilhafter gewesen, auch die anderen Metalle in derselben Drahtstärke zur Untersuchung heranziehen zu können. Der angegebene Werth dürfte die praktisch erreichbare untere Grenze für die Drahtstärke bilden, da das Ziehen noch feineren Drahtes in den für die Gitter erforderlichen langen Enden (bis zu 100 m) mit grossen Schwierigkeiten verbunden ist. Auf die gute Oberflächenbeschaffenheit legen wir ein gewisses Gewicht, sodass wir die Benutzung von Wollastondraht nicht für zulässig halten; wir haben solchen von nur 1 mcm Durchmesser mikroskopisch untersucht und einen auffälligen Contrast mit den direct durch Diamant gezogenen Drähten beobachtet, deren Aussehen selbst bei stärkster Vergrösserung ein vollkommen sauberes bleibt. Aus demselben Grunde haben wir von dem einfachen Verfahren Abstand genommen, ein beliebiges Gitter mit verschiedenen Metallen galvanoplastisch zu überziehen. Wir befürchteten, dass sich der metallische Ueberzug gerade in dem engen Zwischenraume zwischen zwei Gitterdrähten, auf den es für die untersuchte Erscheinung ausschliesslich ankommt, nicht in solcher Beschaffenheit niederschlagen würde, dass er mit

polirtem massiven Metall ohne weiteres vergleichbar wäre. Auch wäre es nicht möglich, sich hierüber ohne weitgehende vergleichende Beobachtungen Sicherheit zu verschaffen.

§ 8. Die Herstellung guter regelmässiger Gitter aus so feinen Metalldrähten ist mit Schwierigkeiten verknüpft; sie ist nur durch die ausserordentliche Geschicklichkeit des hiesigen Institutsmechanikers Hrn. E. Nöhdn möglich geworden, welcher mit dankenswerther Ausdauer ein Verfahren hierzu ersann und weiter entwickelte. Es werden dabei zwei genau gleiche Drahtenden bifilar auf einen doppelten Metallrahmen gewickelt. Die Drähte werden sorgfältig aneinandergeschoben, sodass es nach Fertigstellung kaum möglich ist, beim Hindurchblicken noch einen Lichtschimmer wahrzunehmen. Später wird dann das eine Drahtende durch Abwickeln wieder entfernt, das Uebrigbleibende in geeigneter Weise auf dem Doppelrahmen befestigt; endlich wird letzterer in seine beiden Theile zerlegt, sodass man immer zwei gleiche Gitter erhält. Offenbar wird bei diesem Verfahren die wahre Oeffnungsbreite b genau gleich dem Drahtdurchmesser d (vgl. § 29); die wahre „Gitterconstante“, d. h. das periodische Intervall von Drahtaxe zu Drahtaxe $a = 2d = 2b$. Wird nun die Gitterebene gegen die Wellenfront geneigt, und zwar in der Weise, dass die Drahtrichtung dem Schnitte beider Ebenen parallel bleibt, so wird (l. c. Fig. 2, § 10) die scheinbare Gitterconstante a'

$$a' = a \cos \beta$$

und die scheinbare Oeffnungsbreite b'

$$b' = d(2 \cos \beta - 1).$$

Bei der oben angegebenen Neigung der Platte B gegen die Rohraxe ($44,4^\circ$, Fig. 2, § 4) ist $\cos 45,6^\circ = \sin 44,4^\circ = 0,700$, sodass die scheinbare Oeffnungsbreite der drei feinsten Gitter ($d=2,5$) bei Befestigung an jener Platte genau 1 mcm wurde. In Tab. 2 geben wir eine Zusammenstellung der auf der Theilmachine ermittelten geometrischen Dimensionen der benutzten acht Gitter; die letzten drei dienten nur Controllzwecken. Die Gitterflächen hatten die Gestalt eines Rechtecks von 2—3 cm Seitenlänge, wurden aber stets durch kreisrunde Diaphragmen abgeblendet. Die Gitter wurden sämmtlich auf dem Spectrometer mit Natronlicht optisch untersucht, wie weiter unten

ausführlicher dargelegt werden soll (§ 28). Die relative Güte des Beugungsbildes, welches auf die Regelmässigkeit des Gitters schliessen lässt, haben wir durch Anbringen eines oder mehrerer Ausrufungszeichen (!) in Tab. 2 ungefähr charakterisirt. Die Regelmässigkeit der Eisengitter liess leider aus besonderen Gründen, u. a. wegen der krausen Beschaffenheit des hartgezogenen Drahtes, zu wünschen übrig.

Tabelle 2.

Gitter- Bezeichnung	Gerade; $\beta = 0^\circ$		Geneigt; $\beta = 45,6^\circ$		Bemerkungen
	<i>a</i> mm	<i>b</i> mm	<i>a'</i> mm	<i>b'</i> mm	
Pt 1!	5,00	2,50	3,50	1,00	Kupferhaltig
Cu 1!!	5,00	2,50	3,50	1,00	—
Fe 1	5,00	2,50	3,50	1,00	Sehr hartgezogen
Au 1!!!	6,62	3,31	4,64	1,33	Silberseele vergoldet
Ag 1!	9,12	4,56	6,39	1,83	= Ag II l.c. p. 548
Pt 2!!	9,60	4,80	6,72	1,92	angeblich rein
Cu 2!	10,50	5,25	7,35	2,10	—
Fe 2	12,18	6,09	8,52	2,48	etwas rostig

Orientirversuche.

§ 9. Bevor wir zur Ausführung der endgültigen Messungen schritten, haben wir uns durch orientirende Vorversuche davon überzeugt, dass unsere Apparate gut functionirten und eine Beobachtungsmethode ausgearbeitet, welche einwurfsfreie, wenn auch nicht sehr genaue Resultate zu liefern im Stande war.

Wir wollen zunächst erwähnen, dass es einer sorgfältigen Justirung und Centrirung aller den Strahlengang beeinflussenden Apparate von der Lichtquelle *A* bis zum Endpunkte der Strahlen am Bolometer *B* bedarf; eine Nichtbeachtung dieser Regel kann erhebliche Fehler nach sich ziehen. Waren die Apparate längere Zeit nicht benutzt worden, so wurde stets die gesammte Justirung erneuert; auf deren rein geometrisch-optische Einzelheiten gehen wir hier nicht näher ein. Wir wollen aber erwähnen, dass die Centrirung des Gitterträgers nur dann als ausreichend betrachtet wurde, wenn bei der Drehung des mit Blendung versehenen Rohres *Q* um seine Axe keine Ausschlagsänderung am Galvanometer eintrat, solange kein Gitter an den Endplatten befestigt war. Wurde

dann ein solches angebracht, so konnte man sicher sein, dass die bei der Drehung beobachtete Ausschlagsänderung lediglich eine spezifische Wirkung des Gitters war.

Da die Intensität unserer Strahlungsquelle im sichtbaren Spectralbereiche noch verhältnissmässig gering war und wir ferner infolge unserer Versuchsanordnung genöthigt waren, in diesem Bereiche kleine Spaltblenden anzuwenden, so war es uns nicht möglich, für kleinere Wellenlängen als 0,08 mcm genaue Resultate zu erhalten. Die Intensitätscurve des Zirkonbrenners erreichte bei der von uns angewandten Dispersion ihr Maximum bei ca. 0,14 mcm und fiel dann anfangs rasch, später langsamer mit wachsender Wellenlänge ab¹⁾, sodass die Strahlung bei 0,5 mcm nur noch etwa 1,5 Proc. ihres Maximalwerthes aufwies. Diese Abnahme der Strahlungsintensität konnten wir durch Einsetzen immer grösserer Spaltblenden, welche ja bei diesen Wellenlängen statthaft wurden, theilweise compensiren, sodass wir, wenigstens bei Anwendung der Bogenlampe, bis zu nahe 1 mcm Wellenlänge noch hinreichend grosse Ausschläge zur Verfügung hatten. Dennoch haben wir unsere Versuchsreihen sämmtlich nur bis $\lambda = 0,6$ mcm fortgesetzt, da uns die Reinheit des Spectrums jenseits dieser Wellenlänge aus mehreren Gründen zweifelhaft erschien. Es können aber, wie sich weiter unten ergeben wird, geringe Mengen beigemischter diffuser Strahlung von kleinerer Wellenlänge die Resultate erheblich beeinflussen.

§ 10. Nachdem wir den Gang der Strahlen, sowie deren Intensitätsverhältnisse besprochen haben, bleibt noch deren Polarisationszustand zu erörtern übrig. Dieser wurde mittels eines in das Rohr *Q* centrirt eingesetzten Nicols untersucht.

Erstens wurde unter Anwendung des polarisirenden Glassatzes der Hauptschnitt des Nicols vertical gestellt und so justirt, dass die sichtbare Strahlung völlig ausgelöscht schien. Die bolometrische Messung zeigte dann, dass an allen Stellen des ultrarothern Spectrums die Intensität ebenfalls unmerklich

1) In der Nähe von $\lambda = 0,35$ mcm trat ein schwach ausgeprägtes Strahlungsminimum auf; wie wir uns überzeugten, rührte dies von der selectiven Absorption des polarisirenden Glassatzes *G* her und war nicht etwa eine Interferenzerscheinung, bedingt durch die, übrigens durchaus nicht planparallelen, Luftschichten zwischen den einzelnen Deckgläsern.

war, d. h. wir beobachteten allenthalben weniger als 1 pro Mille desjenigen Ausschlags, welcher bei horizontalem Hauptschnitt des Nicols erhalten wurde. Der Glassatz polarisirt daher die Strahlung jeglicher Wellenlänge nahezu vollkommen in der Horizontalebene, erfüllt also völlig seinen Zweck.

Zweitens wiederholten wir diesen Versuch unter Anwendung natürlichen Lichtes, oder vielmehr „natürlicher Strahlung“, indem wir den Glasplattensatz G entfernten und die dioptrischen Theile (A , l_1 , d , l_2) in diejenige Lage rückten, welche zuvor ihre virtuellen Spiegelbilder mit Bezug auf den Glassatz innegehabt hatten. Für eine mittlere Wellenlänge $\lambda = 0,3$ mcm erhielten wir nun z. B. bei verticalem Hauptschnitt des Nicols einen um 18 Proc. grösseren Ausschlag, als bei horizontalem. Dieser Unterschied rührt von der Brechung im Prisma P her, welche eine partielle Linearpolarisation \perp zur Einfallsebene, also hier in der Verticalebene, zur Folge hat. Diese „Spectrometerpolarisation“ bildet bei den Versuchen mit dem Glassatz keine Fehlerquelle¹⁾, da eine verticale Polarisationscomponente dabei überhaupt nicht auftritt, solange wenigstens durch die Gitter keine Drehung der Polarisationsebene erzeugt wird. Dies war aber bei der grossen Mehrzahl der Versuche nicht der Fall, bei denen wir die Drahrichtung entweder vertical oder horizontal einstellten (vgl. indess §§ 14, 16).

Drittens machten wir eine ähnliche Bestimmung, indem wir eine vorderseitig versilberte Glasplatte anstatt des Glassatzes aufstellten. Der Ausschlag betrug nunmehr für dieselbe Wellenlänge bei verticalem Hauptschnitt des Nicols nur noch 15 Proc. mehr, als bei horizontalem. Ein Sechstel der verticalen Spectrometerpolarisation ist also aufgehoben durch eine dreiprocentige partielle Polarisation des Silbers in seiner horizontalen Einfallsebene (Incidenz 55°). Diese Substitution eines Silberspiegels an Stelle des Glasplattensatzes war bedeutend einfacher, als die Anwendung natürlicher Strahlung in der vorher beschriebenen Anordnung. Wir haben sie daher öfters angewandt, um uns davon zu überzeugen, dass die spezifische

1) Sie verringert dagegen die Ausschläge um 18 Proc. gegen die Werthe, die man erhalten könnte, falls man die Einfallsebenen bei G und P „kreuzte“; die grössere Einfachheit der Anordnung bei durchweg horizontaler Einfallsebene überwiegt aber jenen Nachtheil bei weitem.

Wirkung der Gitter dann fast unmerklich wurde (vgl. die genaue Discussion § 18), während sie bei Anwendung des Glasatzes sehr beträchtlich sein konnte. Die lineare Polarisation der Strahlung ist daher Grundbedingung für das Eintreten der Erscheinungen, zu deren Besprechung wir nun schreiten.

§ 11. Wir haben in erster Linie die eingangs erwähnten Resultate, welche der eine von uns durch polarimetrische Messungen erhielt, mit unserer bolometrischen Methode bestätigt. Das Verhältniss der Galvanometerausschläge bei verticaler und horizontaler Richtung der Gitterdrähte ergibt direct das Durchlässigkeitsverhältniss n^2 . Dieses wurde wie früher im sichtbaren Bereiche stets > 1 gefunden¹⁾ und die numerischen Werthe ergaben eine befriedigende Uebereinstimmung mit den auf optischem Wege ermittelten; da indess letztere Methode weit genauere Resultate zu liefern vermag, so haben wir die bolometrischen Bestimmungen auf das ultrarotho Bereich beschränkt.

Bei den ersten quantitativen Versuchen wurde das Bolometer auf eine bestimmte Stelle des Spectrums eingestellt, das Rohr $F\bar{F}'$ so gedreht, dass die Gitterdrähte horizontal, d. h. der Polarisationsrichtung \parallel waren, und nun durch Aufziehen eines in den Strahlengang eingeschalteten, mit Schnurlauf versehenen Fallschirmes den Strahlen der Zutritt zu dem Bolometer gestattet. Der hierbei entstehende Galvanometerausschlag²⁾ wurde notirt, der Fallschirm niedergelassen, das Gitter um 90° gedreht und so mehrere mal hintereinander in sämtlichen vier Quadrantenstellungen des Gitters die durchgelassene Strahlungsintensität A_p bez. A_s gemessen. Dann wurde aus den verschiedenen Beobachtungen bei der gleichen Gitterstellung das Mittel genommen und schliesslich der Quotient $n^2 = A_s/A_p$ gebildet. Wir gewannen jedoch bald die Ueberzeugung, dass wir schneller und sicherer zum Ziele gelangten, wenn wir nur am Anfang und am Schluss einer jeden Versuchsreihe durch Messung einiger Ausschläge die Grösse A_p feststellten und uns im übrigen darauf beschränkten, nur die

1) Der Polarisation \perp zur Drahtrichtung entspricht $n^2 > 1$; der Polarisation \parallel zur Drahtrichtung entspricht $n^2 < 1$.

2) Ueber die Art, diesen zu bestimmen, vgl. Rubens, Wied. Ann. 37. p. 256. 1889.

bei einer raschen Drehung des Gitters um 90° erfolgenden Ausschlagsänderungen möglichst genau zu bestimmen.

Da diese Differenzen meist beträchtlich kleiner sind, als die Ausschläge selbst, so ist an der genauen Messung der ersteren mehr gelegen, als an der Bestimmung der letzteren. Es braucht kaum hinzugefügt zu werden, dass auch hier stets in allen vier Quadrantenstellungen des Gitters beobachtet wurde. Bezeichnen wir diese mit 1, 2, 3, 4 und den Ausschlag, welchen man bei einer raschen Drehung aus einer beliebigen Stellung n in eine andere m erhält, symbolisch mit (n, m) , so muss bei richtigem Functioniren aller Apparate folgenden Bedingungen stets genügt werden:

$$(1, 2) = -(2, 3) = (3, 4) = -(4, 1),$$

oder:

$$(1, 2) + (2, 3) + (3, 4) + (4, 1) = 0.$$

Ferner:

$$(1, 3) = (3, 1) = (2, 4) = (4, 2) = 0.$$

Die Beachtung dieser Beziehungen ergab eine fortwährende Controlle der Justirung.

Hauptversuche.

§ 12. *Durchlässigkeitsverhältniss.* Wir beschreiben zunächst die Versuche zur Bestimmung des Durchlässigkeitsverhältnisses $n^2 = A_s / A_p$ als Function der Wellenlänge, welche uns das meiste Interesse zu bieten scheinen. Die für n^2 erhaltenen Werthe werden im Allgemeinen einen Fehler von zwei Einheiten der zweiten Decimalstelle nicht überschreiten, wenigstens in denjenigen Spectralbereichen, in denen die Strahlungsintensität nicht allzu gering wird. In Tab. 3 geben wir die Resultate der an den fünf Hauptgittern angestellten Beobachtungen, wobei jedes Gitter sowohl || zur Wellenfront, als auch um $45,6^\circ$ gegen diese geneigt, untersucht wurde. Die mit einem Sternchen * versehenen Werthe im sichtbaren Bereiche sind bei Ag 1 den früheren Angaben (Tab. 2 loc. cit. p. 551) entnommen, bei den übrigen Metallen einer Fortsetzung der optischen Untersuchung von Gittern entlehnt, welche im hiesigen Institute ausgeführt wird und über die seiner Zeit ausführlicher berichtet werden soll. Der Inhalt der Spalten *A, B, C, D, E* der Tab. 3 ist in den entsprechend bezeichneten Fächern der

Tafel III graphisch dargestellt, indem das Verhältniss n^2 als Function der Wellenlänge λ aufgetragen ist.

Tabelle 3.

Metall	A Pt 1		B Ag 1		C Au 1		D Fe 1		E Cu 1	
β	0°	45,6°	0°	45,6°	0°	45,6°	0°	45,6°	0°	45,6°
b' (mem)	2,50	1,00	4,56	1,83	3,81	1,33	2,50	1,00	2,50	1,00
λ (mem)	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2
(F) 0,049	1,036*	1,110*	1,019*	1,044*	1,014*	1,038*	1,025*	1,066*	1,017*	1,048*
(Li a) 0,067	1,064*	1,186*	1,032*	1,087*	1,030*	1,068*	1,036*	1,096*	1,034*	1,098*
0,080	1,07	1,19	1,11	1,18	1,07	1,18	1,03	1,10	1,09	1,26
0,100	1,06	1,16	1,11	1,22	1,10	1,31	1,05	1,11	1,14	1,41
0,125	—	1,11	1,08	—	1,11	1,32	—	—	—	—
0,150	1,03	1,07	1,05	1,13	1,09	1,29	1,06	1,13	1,14	1,40
0,200	0,99	0,98	1,01	1,01	1,05	1,13	1,05	1,10	1,13	1,35
0,250	0,97	0,92	0,97	0,94	1,02	1,06	1,03	1,07	1,10	1,21
0,300	0,94	0,85	0,96	0,91	0,99	—	—	0,97	1,04	1,07
0,350	0,91	0,72	—	0,86	0,95	0,91	0,98	0,87	—	0,83
0,400	0,88	0,63	0,91	—	0,93	0,88	0,95	0,76	0,95	0,71
0,450	0,84	0,54	—	0,80	—	0,80	0,92	0,70	0,92	0,57
0,500	0,80	0,51	0,89	0,78	0,89	0,73	0,89	0,62	0,90	0,52
0,550	—	0,42	—	0,75	—	0,61	0,88	0,59	0,87	—
0,600	—	0,38	—	0,73	—	0,56	0,85	0,54	0,83	0,43

§ 13. Die Betrachtung der Tab. 3 und der Curven lehrt nun Folgendes:

Das Durchlässigkeitsverhältniss $n^2 = Q_s / Q_p$ (vgl. § 15) erreicht bei allen 5 Metallen im Ultrarothem ein *Maximum*, um darauf mit wachsender Wellenlänge stetig abzunehmen; dabei schneidet die Curve die Gerade ($n^2 = 1$) in einem *neutralen Punkte*, für den $Q_s = Q_p$ ist. Bevor die Wellenlänge den entsprechenden Werth erreicht, polarisirt das Gitter \perp zu seiner Drahtrichtung ($Q_s > Q_p$); für grössere Wellenlängen dagegen \parallel dieser Richtung ($Q_p > Q_s$). Es ist ferner zu erkennen, dass für jedes einzelne Gitter die Beobachtungen bei senkrechter und schiefer Lage qualitativ genau die gleichen Resultate liefern. Nur der durch die Ordinate gemessene quantitative Werth der Wirkung ist bei den schief gestellten Gittern, der geringeren scheinbaren Oeffnungsbreite entsprechend,

ein grösserer. Die Abscissen der beiden singulären Curvenpunkte sind aber in beiden Fällen innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler identisch und daher für das individuelle Verhalten des betreffenden Metalls charakteristisch (vgl. § 19). Die Abscissen des Maximums (λ_M), sowie des neutralen Punkts (λ_N), sind in Tab. 4 in aufsteigender Reihenfolge für die fünf Metalle zusammengestellt.

Wie aus dieser Tabelle hervorgeht, ist das Verhältniss λ_M/λ_N innerhalb der Fehlergrenzen constant, d. h. die Wellenlänge λ_N beträgt bei sämtlichen fünf Metallen das 2,35-fache von λ_M . Indessen möchten wir auf diese Beziehung kein allzu grosses Gewicht legen, da die Abscissen der singulären Punkte, namentlich des Maximumpunktes, nicht scharf zu bestimmen sind.

Was den sonstigen Verlauf der Curven anbetrifft, so erfolgt der Anstieg zum Maximum meist ziemlich plötzlich, dagegen der Abfall mehr allmählich. Das Intervall von der Wellenlänge Null durch Ultraviolett bis Blau haben wir in einer uns plausibel erscheinenden Weise überbrückt; die betreffenden punktierten Curvenstrecken sind aber dennoch als hypothetisch zu betrachten.

Tabelle 4.

Metall	λ_M mcm	λ_N mcm	λ_M/λ_N
Platin	0,08	0,19	0,42
Silber	0,09	0,21	0,43
Gold	0,12	0,28	0,43
Eisen	0,125	0,29	0,43
Kupfer	0,13	0,31	0,42

§ 14. *Veränderliches Polarisationsazimuth.* Nach dem Vorgehenden verhalten die Drahtgitter sich wie unvollkommene Polarisatoren, welche die eine Polarisationskomponente nur abschwächen, nicht völlig auslöschen. Es muss daher für sie ein dem Malus'schen nachgebildetes Gesetz gelten, dessen Gleichung nun aber zwei Glieder aufweist. Bezeichnen wir das Polarisationsazimuth der auffallenden Strahlung, also in unserem Falle den Winkel zwischen der Drahtrichtung und der Horizontalen mit v ; ferner sei die (dem Galvanometerauschlag proportionale) Intensität der durchgelassenen Strahlung im Centralbilde

A_p für $v = 0^\circ$ oder 180° (Drähte horizontal)

A_v „ $v = 90^\circ$ „ 270° (Drähte vertical)

Es folgt dann aus den allgemeinen Regeln für die Zerlegung bez. Zusammenstellung von Vektoren, dass bei beliebigem Polarisationsazimuth die Intensität A_v

$$(1) \quad A_v = A_p \cos^2 v + A_s \sin^2 v$$

Diese Gleichung haben wir zum Ueberfluss mit den Beobachtungen verglichen. Dazu wurde das Gitter Cu 1 unter 40° Neigung zur Wellenfront auf dem Träger befestigt; es sei daran erinnert, dass das Neigen des Gitters nur ein bequemes Verengen der Oeffnungen bezweckt und damit auch völlig äquivalent ist. Mittelst der (§ 4) erwähnten Kreistheilung konnte dann auf beliebige Azimuthe eingestellt werden; dabei wurde das Rohr FF' durch 4 Quadranten gedreht und die Mittel aus den bei entsprechendem Azimuthe beobachteten Ausschlägen genommen; Tab. 5 enthält diese Mittelwerthe. Bei dieser Anordnung erleidet die Polarisationssebene durch das Gitter eine mit $\sin 2v$ proportionale Drehung (l. c. § 9); diese betrug in vorliegendem Falle für $v = 45^\circ$ etwa 7° ; die „Spectrometerpolarisation“ verursachte hierbei noch keinen erheblichen Fehler (vgl. § 10).

Aus den beobachteten Ausschlägen bei 0° und 90° Azimuthe wurden für zwischengelegene Azimuthe nach Gleichung (1) die Ausschläge berechnet. Die Uebereinstimmung dieser Werthe mit der Beobachtung ist wohl durch Zufall fast vollkommen. Da ein Zweifel an der Richtigkeit der rein geometrischen Gleichung (1) von vornherein ausgeschlossen ist, so betrachten wir diese Uebereinstimmung als eine Controle für die Zuverlässigkeit unserer Anordnung und die Richtigkeit unserer Methode.

Tabelle 5.

$\lambda = 0,15 \text{ mem.}$ Gitter Cu 1. $\beta = 40^\circ$.

Azimuth v	Galvanometerausschlag	
	beobachtet	berechnet
0°	211	—
30°	226	225
45°	240	240
60°	255	255
90°	269	—

§ 15. *Centrale Durchlässigkeit.* Wir haben bisher nur das Durchlässigkeitsverhältniss zwischen den \perp bez. \parallel zur Drahrichtung polarisirten Strahlungscomponenten betrachtet. Es bietet aber auch theoretisches Interesse (vgl. § 29), festzustellen, welcher Bruchtheil der auffallenden Strahlung nach dem Durchgang durch das Gitter sich in einen wie im andern Falle zum Centralbilde vereinigt. Zur Beantwortung dieser Frage haben wir die Galvanometerausschläge verglichen, welche wir erhielten, wenn unter sonst genau gleichen Umständen, das Gitter in den Strahlengang eingesetzt oder herausgenommen war. Das Verhältniss der Ausschläge liefert direct den gesuchten Bruchtheil Q , welchen wir als die „centrale Durchlässigkeit“ bezeichnen werden, weil dabei nur der ungebeugte Antheil der hindurchgegangenen Strahlung berücksichtigt wird. Durch geeignete Gruppierung der Beobachtungen konnten die langsamen zeitlichen Schwankungen der Energie des strahlenden Körpers eliminirt werden; übrigens wurde zu diesen Versuchen ausschliesslich der Zirkonbrenner verwendet.

In Tab. 6 sind diese, an den Gittern Pt 1 und Cu 1 angestellten Messungen verzeichnet. In der ersten Spalte eines jeden Faches sind die Werthe von n^2 aus Tab. 3 der besseren Uebersicht halber wiederholt. Es folgen die beobachteten Werthe der centralen Durchlässigkeit Q_p bei horizontaler, d. h. der Polarisationssebene \parallel , Drahrichtung. Daraus findet man den entsprechenden Werth für Q_s durch Rechnung, indem, wie sich leicht nachweisen lässt,

$$Q_s = n^2 Q_p$$

diese berechneten Werthe sind in die dritte Spalte eingetragen, während in der vierten die arithmetischen Mittel $Q_m = (Q_p + Q_s) / 2$ verzeichnet sind. Es zeigt sich nun, dass diese mittlere centrale Durchlässigkeit in allen 4 Fällen innerhalb der Fehlergrenzen von der Wellenlänge unabhängig ist; dabei verdienen die Beobachtungen bei gerade gestellten Gittern ($\beta = 0^\circ$) (linke Tabellenhälfte) mehr Vertrauen als die bei geneigten (rechte Tabellenhälfte), da sich die Eliminirung der zeitlichen Intensitätsschwankungen im ersteren Falle besser bewerkstelligen liess.

Tabelle 6.

λ mcm	Pt 1				Pt 1			
	$\beta=0^\circ$	$b=2,50$			$\beta=45,6^\circ$	$b'=1,00$		
	n^2	Q_p	Q_s	Q_m	n^2	Q_p	Q_s	Q_m
0,1	1,06	0,220	0,234	0,227	1,16	0,061	0,071	0,066
0,2	0,99	0,222	0,220	0,221	0,98	0,065	0,064	0,065
0,3	0,94	0,227	0,214	0,221	0,85	0,076	0,064	0,070
0,4	0,88	0,241	0,212	0,227	0,63	0,085	0,053	0,069
0,5	0,80	0,247	0,198	0,223	0,51	0,095	0,048	0,071
0,6	0,76 ⁽ⁱ⁾	0,256	0,194	0,225	0,38	—	—	—
Mittel				0,224				0,068

λ mcm	Cu 1				Cu 1			
	$\beta=0^\circ$	$b=2,50$			$\beta=45,6^\circ$	$b'=1,00$		
	n^2	Q_p	Q_s	Q_m	n^2	Q_p	Q_s	Q_m
0,1	1,14	0,192	0,220	0,206	1,41	0,050	0,070	0,060
0,2	1,13	0,196	0,222	0,209	1,35	0,050	0,068	0,059
0,3	1,04	0,199	0,207	0,203	1,07	0,059	0,063	0,061
0,4	0,95	0,210	0,200	0,205	0,71	0,071	0,051	0,061
0,5	0,90	0,218	0,196	0,207	0,52	0,084	0,044	0,064
0,6	0,83	0,222	0,184	0,203	0,43	—	—	—
Mittel				0,207				0,061

§ 16. Jene mittlere centrale Durchlässigkeit Q_m ist, wie sich leicht zeigen lässt, auch diejenige, welche für auffallende natürliche Strahlung in Betracht kommt.

Die Benutzung natürlicher Strahlung erwies sich als unzweckmässig (§ 10); die Werthe Q_m gelten aber ebenso für eine Polarisierung unter einem Azimuth von 45° zur Draht-richtung. Denn setzen wir in Gleichung (1) (§ 14) $v = 45^\circ$, so wird

$$A_{45} = \frac{1}{2} A_p + \frac{1}{2} A_s$$

und dividieren wir diese Gleichung durch die Intensität der auffallenden Strahlung, so ergibt sich

$$Q_{45} = \frac{1}{2} (Q_p + Q_s) = Q_m.$$

Wir haben daher die centralen Durchlässigkeiten der übrigen (geradegestellten) Gitter nur beim Azimuth 45° bestimmt; die Spectrometerpolarisation gab hierbei keine merklichen Fehler (§ 10). Die Werthe von Q_m für das Gitter Cu 1 (Tab. 7)

bestätigen die bereits in Tab. 6 gefundenen Zahlen, sowie deren Unveränderlichkeit mit der Wellenlänge. In Anbetracht dieser letzteren Eigenschaft haben wir uns dann bei den übrigen Metallen auf Messungen für einige wenige Wellenlängen beschränkt. Die Werthe von Q_m sind für die verschiedenen Metalle nicht sehr verschieden; aus einem Vergleiche der Zahlen für Cu 1 und Cu 2 scheint hervorzugehen, dass die Durchlässigkeit um so geringer wird, je feiner das Gitter ist. Für die theoretische Discussion dieser Ergebnisse verweisen wir auf §§ 26—30.

Tabelle 7.

Azimuth $\nu = 45^\circ$. Neigung $\beta = 0^\circ$.

λ	Pt 1	Ag 1	Au 1	Fe 1	Cu 1	Cu 2
mem	$b=2,50$ Q_m	$b=4,56$ Q_m	$b=3,31$ Q_m	$b=2,50$ Q_m	$b=2,50$ Q_m	$b=5,25$ Q_m
0,1	0,220	0,234	0,225	0,224	0,210	0,238
0,2	—	—	—	—	0,203	—
0,3	—	—	—	—	0,205	—
0,4	0,223	0,234	0,221	0,224	0,210	0,236
0,5	—	0,231	—	—	0,209	—
0,6	—	—	—	—	0,209	—
Mittel (Tab. 7)	0,222	0,233	0,223	0,224	0,208	0,237
Mittel (Tab. 6)	0,224	—	—	—	0,207	—

§ 17. *Veränderliche Oeffnungsbreite.* Ebenso wie es früher bei den optischen Messungen geschah (loc. cit. §§ 10, 11), haben wir auch jetzt untersucht, in welcher Weise das Durchlässigkeitsverhältniss von der scheinbaren Oeffnungsbreite abhängt, bez. ob es durch den Krümmungsradius des Drahtquerschnittes beeinflusst wird. Bei dieser Untersuchung bedienten wir uns der beiden Kupfergitter von verschiedener Feinheit, welche dazu auf der drehbaren Trägerplatte C (Fig. 2) befestigt wurden. Durch Aenderung der Neigung der Platte C gegen die Wellenfront war es möglich, die scheinbare Breite der Gitteröffnung innerhalb gewisser Grenzen zu variiren. Für zwei verschiedene Wellenlängen wurden nun bei einer Reihe von scheinbaren Oeffnungsbreiten Messungen angestellt; und zwar waren die Wellenlängen so gewählt, dass die eine unterhalb des neutralen Punktes ($n^2 > 1$), die andere oberhalb desselben ($n^2 < 1$) lag.

Tabelle 8.

Gitter	β	b' mcm	n^2	
			$\lambda = 0,15 \text{ mcm}$	$\lambda = 0,50 \text{ mcm}$
Cu 2	0°	5,25	1,04	0,92
"	30°	3,85	1,05	0,91
"	35°	3,35	1,06	0,89
"	40°	2,79	1,09	0,87
"	45°	2,17	1,13	0,84
Cu 1	0°	2,50	1,13	0,87
"	30°	1,83	1,17	0,82
"	35°	1,60	1,22	0,79
"	40°	1,33	1,28	0,75
"	45°	1,04	1,41	0,59

Die erhaltenen Resultate sind in Tab. 8 verzeichnet. Aus dieser geht hervor, in welcher Weise bei abnehmender scheinbarer Oeffnungsbreite das Durchlässigkeitsverhältniss sich nach oben oder unter hin von der Einheit entfernt. Auf Taf. III (Fach *H*) ist n^2 für die beiden Wellenlängen als Function von b' aufgetragen. Der hyperbelähnliche Charakter dieser Curven liess es aus praktischen Gründen erwünscht erscheinen, die Grösse n^2 nicht nur als Function von b' , sondern auch in ihrer Abhängigkeit von den reciproken Abscissen $1/b'$ aufzutragen (in der Figur links). Die so erhaltenen Curven weichen von Geraden, welche durch den Koordinatenursprung gehen, immerhin schon erheblich ab, sodass der Ausdruck:

$$(n^2 - 1)b' = 2m b'$$

im allgemeinen keine Constante mehr ist. Zur besseren Uebersicht sind Curvenstrecken Ag — Li. α und Ag — F in die Figur eingezeichnet, welche in ähnlicher Weise die Spalten „Blau“ und „Roth“ der früher gegebenen optischen Tabelle (l. c. Tab. 2 § 10) darstellen; diese wurde damals folgendermaassen interpretirt:

„Aus einer Betrachtung der, für eine bestimmte Wellenlänge nahezu constanten, Producte $2m b'$ ist zu schliessen, dass der Coefficient $2m$ innerhalb der Beobachtungsfehler umgekehrt proportional der scheinbaren Oeffnungsbreite b' ist. Je grösser die Wellenlänge, umsomehr tritt jedoch noch ein gewisser Gang hervor in dem Sinne, dass $2m$ etwas rascher zunimmt, als $1/b'$.“

Ein Blick auf die Curven zeigt, dass diese Folgerung auch jetzt nicht modificirt zu werden braucht. Der Geltungsbereich der umgekehrten Proportionalität ist schon durch die Bedingung eingeschränkt, dass $2m$ ein kleiner Bruch sein muss (vgl. § 25). Ebenso ist die früher aufgestellte Behauptung (l. c. § 11), „dass der Coefficient $2m$ innerhalb der Versuchsgrenzen nur von der scheinbaren Oeffnung abhängt, nicht von dem Krümmungsradius des Querschnitts der beiden sie begrenzenden Metalldrähte“ auch jetzt noch richtig. Denn die Curven lassen sich ohne Unstetigkeit durch die den beiden ungleich feinen Gittern entsprechenden Punktreihen (Cu 1 : \circ , Cu 2 : \times) ziehen.

Controllversuche.

§ 18. Wie bereits erwähnt, haben wir uns häufig davon überzeugt, dass bei Vertauschung des Deckglassatzes gegen einen Silberspiegel die Wirkung des Gitters fast unmerklich wurde. Mit Hülfe des oben (§ 10) angegebenen Polarisationsverhältnisses 1,15 des Spectrometers lassen sich für gegebene Werthe von n^2 diejenigen Ausschlagsverhältnisse vorausberechnen, welche man erhalten muss, wenn man den Silberspiegel einsetzt. Die Rechnung ergibt, dass infolge dieser Vertauschung der scheinbare Werth von $(n^2 - 1)$ sein Zeichen wechseln und sich zugleich bedeutend verringern muss. Beispielsweise sind in Tabelle 9 einige solche Controllmessungen eingetragen, welche eine befriedigende Uebereinstimmung mit den berechneten Werthen ergeben.

Es wurden zu diesem Vergleiche solche Werthe von n^2 herangezogen, welche sich möglichst viel von der Einheit unterschieden. Wo dies in geringerem Maasse der Fall ist, werden unter Anwendung des Silberspiegels die Galvanometerausschläge bei verticaler bez. horizontaler Drahrichtung nur noch Unterschiede aufweisen, welche innerhalb der Fehlergrenzen liegen; dies traf in den meisten Fällen zu.

Tabelle 9.

Cu 1.		Ausschlagsverhältniss.		$\beta = 45,6^\circ$.
Wellenlänge	Mit polarisirendem Glassatz (Tab. 3)	Mit Silberspiegel		
		berechnet	beobachtet	
0,15 mem	$n^2 = 1,40$	0,97	0,97	
0,50 „	$n^2 = 0,52$	1,05	1,06	

§. 19. Ausser an den fünf Hauptgittern haben wir auch an den weniger feinen Gittern Pt 2, Fe 2, Cu 2, Controllmessungen angestellt; diejenigen an letzterem stellt die Curve (Taf. III Fach F) dar. Wir fanden dabei zwar geringere, jedoch qualitativ die gleichen Wirkungen wie bei den feineren Gittern; insbesondere war auch hier die Lage der beiden singulären Punkte für ein und dasselbe Metall innerhalb der Fehlergrenzen identisch. Soweit unsere Versuche überhaupt reichen, führen sie daher zu dem Ergebnisse, dass die Abscissen jener Punkte von der Oeffnungsbreite und dem Krümmungsradius des Drahtquerschnitts unabhängig sind, dass sie dagegen von der Natur des Metalls abhängen. Durch geringe Beimischung, sowie durch die Beschaffenheit der Oberflächenschicht scheinen sie indessen nicht wesentlich beeinflusst zu werden. Den Einfluss dieser Factoren auf die Ordinate haben wir vorläufig nicht untersuchen können, weil dies die Beschaffung einer grösseren Anzahl gleichdimensionirter Gitter voraussetzen würde. Nach den vorläufigen Ergebnissen der erwähnten, im Gange befindlichen, optischen Untersuchung scheint die Oberflächenbeschaffenheit im sichtbaren Bereiche der Strahlung, oder wohl allgemeiner vor dem neutralen Punkte, eine wesentliche Rolle zu spielen; dies ist bekanntlich nach den Versuchen des Hrn. Drude auch bei der Reflexion an Metallen in hohem Maasse der Fall.¹⁾ Dagegen scheint es uns wahrscheinlich, dass dieser Einfluss sich um so mehr verliert, zu je längeren Wellen man fortschreitet (vgl. § 23).

Im Anschlusse hieran sei erwähnt, dass es uns bisher ebenso wenig, wie früher (l. c. § 13) gelang, unsere feinsten Gitter in befriedigender Weise zu schwärzen. Neben dieser praktischen Schwierigkeit entsteht noch die theoretische, genau festzustellen, was den längeren Wellen gegenüber als „schwarz“, d. h. als völlig absorbirend und nicht reflectirend, zu gelten hat. Unsere sämmtlichen Resultate beziehen sich daher ausschliesslich auf blanke Metalldrahtgitter, welche in der Regel bald nach der Fertigstellung untersucht wurden.

Von der Anfertigung grösserer Gitter aus Quarz- oder

1) Drude, Wied. Ann. **36.** p. 532. 1889 und **39.** p. 481. 1890.

Glasfäden¹⁾ haben wir Abstand genommen, da die optische Untersuchung eines wenige Millimeter breiten Gitters aus Glaswolle eine, im Vergleich zu den Metallen äusserst geringe Wirkung ergab, und weil ferner so dünne Glas- und besonders Quarzkörper in dem von uns untersuchten ultrarothern Bereiche noch nicht merklich absorbiren.²⁾

§ 20. Die bei den bisher mitgetheilten Versuchen benutzte Anordnung war eine verhältnissmässig complicirte. Wir haben uns daher bemüht Anordnungen zu prüfen, welche eine einfachere, wenn auch nur qualitative Controlle, Demonstration oder Wiederholung der Versuche gestatten würden. Von diesen wollen wir eine beschreiben, wobei wir nochmals betonen, dass nur die bei den Hauptversuchen angewandte spectrometrische Methode uns rationell und einwurfsfrei erscheint, und dass die Complication derselben dagegen nicht in Betracht kommen darf.

Bei der vereinfachten Aufstellung kam zunächst an Stelle des Brenners in A (Fig. 1) ein Hohlcylinder aus berusstem Guss-eisen; dieser wurde mittels eines Bunsen'schen Brenners auf

1) Vgl. C. V. Boys, *Phil. Mag.* (5) 23. p. 490. 1887; nach einer gefl. schriftlichen Mittheilung hat der Hr. Verf. die dort beschriebene Herstellung von Fadengittern seither nicht weiter verfolgt.

2) Noch sei erwähnt, dass wir im Anschlusse an die früher mitgetheilten Versuche mit Platinschichtgittern (l. c. § 14, 15) ein Silberschichtgitter untersucht haben. Das Metall war chemisch auf Deckglas niedergeschlagen und auf der Theilmaschine geritzt worden. Die Wirkung war aus mehreren Gründen eine unsichere; wir glauben aber annehmen zu können, dass sie im selben Sinne stattfindet, wie bei Drahtgittern, nur in schwächerem Maasse. Die Fizeau'schen Versuche über die Polarisation des Lichtes durch feine Risse in sehr dünnen Metallschichten sind neuerdings von Hrn. Ambronn (*Wied. Ann.* 45. p. 717, 1893) wiederholt und bestätigt worden; dabei kamen auch keilförmige Spalte zwischen Nähnadeln zur Untersuchung. Zu diesem Aufsatze möchten wir bemerken, dass wir nirgends behauptet haben, dass bei unseren Drahtgittern der Sinn der Polarisation von der Oeffnungsweite abhänge und dass die Erscheinung qualitativ durch das Verhältniss der Wellenlänge zur Oeffnungsweite bestimmt sei, wie Hr. Ambronn l. c. p. 720 anzunehmen scheint (vgl. §§ 13, 19). In dem von uns untersuchten Bereiche hängt der neutrale Punkt nur von der Natur des Metalles ab; freilich beträgt die geringste von Hrn. Ambronn beobachtete Breite der Risse weniger als 0,01 mm, während wir die scheinbare Oeffnungsweite nicht unter 1 mm herabdrücken konnten.

etwa 350° erhitzt. Ein Thermometer war in Messingfeilspäähne eingebettet, welche den Hohlraum füllten und maass daher angenähert die Temperatur der gegen die Linse l_1 strahlenden geschwärzten Aussenfläche. Während das Spectrometer sich noch an Ort und Stelle befand, bestimmten wir dann die Intensitätsvertheilung im Spectrum, welche in Fig. 3 graphisch dargestellt ist.¹⁾ Die Curve (deren Ordinaten in willkürlichem Maasse aufgetragen sind) bezieht sich auf die vom heissen Körper ausgesandte und sodann am Glassatze reflectirte Strahlung, wie sie bei den Versuchen zur Verwendung kam. Sie ist ungefähr symmetrisch zur Abscisse $\lambda = 0,38$ mcm. Ausserdem haben wir noch mit der berussten Fläche eines Leslie'schen Würfels gearbeitet, welcher mittels siedenden Anilins oder Wassers auf 179° bez. 100° erwärmt werden konnte; indessen war dann, die Strahlung zu schwach als dass damit zuverlässige Resultate erhalten werden konnten.

§ 21. An Stelle des Spectrometercollimators wurde nun eins der Flächenbolometer aus Platinblatt eingesetzt, wie sie von den Hrn. Lummer und Kurlbaum construiert und kürzlich eingehend beschrieben wurden²⁾; dieser Apparat war uns seitens der Physik.-Techn. Reichsanstalt in dankenswerther Weise zur Verfügung gestellt worden und bewährte sich sehr gut. Der Astasirung unseres Galvanometers entsprechend, bei welcher 1 Mikroampère einen Ausschlag von 10 000 Scalentheilen hervorgerufen haben würde³⁾, gab eine Hefner'sche Lampe in 1 m Entfernung vom Bolometer 2500 Scalentheile Ausschlag; dabei betrug der Hauptstrom im Bolometer etwa 1 Centiampère. Trotz dieser verhältnissmässig hohen Empfindlichkeit zeigte die Ruhelage eine befriedigende Constanz.

Nahm man an, dass diejenige Strahlung, welche Wellenlängen unter 0,25 mcm entsprach, gegen die Uebrige vernachlässigt werden konnte (vgl. Fig. 3), so war vor dem Flächenbolometer (also an der früheren Stelle des Collimatorspalts s) ein Diaphragma von 1,5 cm Oeffnung noch zulässig, während dasjenige in d 1 cm Weite besitzen dürfte; es fiel dann auf

1) Vgl. Langley, Ann. Chim. et phys. (6) **9**. p. 462. 1886.

2) Lummer u. Kurlbaum, Wied. Ann. **46**. p. 204. 1892.

3) Die Spulen waren dabei hintereinandergeschaltet, der Gesamtwiderstand betrug also 80 Ohm.

das Bolometer nur das Centralbild, während das erste und alle weiteren Beugungsbilder abgeblendet waren.

Wir konnten auf diese Weise unsere Hauptergebnisse verificiren und erhielten z. B. für das Durchlässigkeitsverhältniss:

bei Pt 1 ($\beta = 45,1^\circ$): $n^2 = 0,75$; entspricht $\lambda = 0,36$ mcm

„ Cu 1 ($\beta = 45,6^\circ$): $n^2 = 0,54$; „ $\lambda = 0,48$ „

Die Wellenlängen sind diejenigen, welche nach den Curven der Tafel III den angegebenen Brüchen n^2 als Abscissen entsprechen. Ein Blick auf Fig. 3 zeigt, dass diese Werthe innerhalb des Bereichs der Annäherung liegen, welche man bei Anwendung der beschriebenen Versuchsanordnung erwarten darf. Sobald der Silberspiegel an Stelle des Glassatzes trat, war auch hier ein Unterschied der Ausschläge bei verticaler oder horizontaler Drahrichtung kaum noch mit Sicherheit wahrnehmbar.

II. Theil.

Allgemeine Discussion.

§ 22. Im vorstehenden ersten Theile haben wir uns auf die Mittheilung unserer experimentellen Ergebnisse beschränkt. Im Folgenden wollen wir zunächst die gewonnenen Resultate soweit discutiren, dass daraus allgemeinere Schlüsse gezogen werden können. Daran schliessen sich einige Betrachtungen an, bei denen die Aufstellung mehrerer Nebenannahmen unerlässlich sein wird; wir möchten vorweg bemerken, dass der mehr oder weniger hypothetische Charakter der zu machenden Annahmen auf die Richtigkeit der bisher mitgetheilten Ergebnisse keinen Einfluss haben kann.

Wie bereits erwähnt, war es uns leider nicht möglich, Silber- und Golddraht von demselben Durchmesser (2,5 mcm) zu beschaffen, wie ihn die übrigen Metalldrähte aufwiesen; daher gelangten wir mit dem geeigneten Silber- und Goldgitter als untere Grenze nur zu scheinbaren Oeffnungsbreiten $b' = 1,83$ bez. $b' = 1,33$ (vgl. Tab. 2). Dieser Umstand erschwerte den Vergleich der für die verschiedenen Metalle erhaltenen Curven wesentlich, wenigstens was deren Ordinatenwerthe anbelangt. Diese Schwierigkeit liess sich zum Theil dadurch beseitigen, dass wir die Versuche heranzogen, durch welche wir die Beziehung zwischen dem Durchlässigkeitsverhältniss und der

scheinbaren Oeffnungsbreite kennen lernten (§ 17, Taf. III, Fach *H*). Unter Zugrundelegung der dort für Kupfergitter erhaltenen Curven konnten wir dann durch ein nicht näher zu erörterndes Verfahren¹⁾ auch für das Silber- und Goldgitter die Curven auf 1 mm Oeffnungsbreite reduciren, sodass der wahre Verlauf von dem so gefundenen (in Fach *B* und *C*, Taf. III punktirt) kaum wesentlich abweichen dürfte. Die nach den von uns gemachten Erfahrungen völlig statthafte Annahme der Unveränderlichkeit der singulären Punkte kam uns dabei sehr zu statten.

Die uns nun zu Gebote stehenden fünf vergleichbaren Curven haben wir dann nochmals (Taf. III, Fach *G*) zusammen aufgetragen. Da diese sich alle auf die Oeffnungsbreite $b' = 1$ mm beziehen, können die Wellenlängen als in Bruchtheilen der Oeffnungsbreite ausgedrückt betrachtet werden.

§ 23. Diese Curven zeigen ausser den schon hervor- gehobenen Eigenthümlichkeiten eine auffallende gegenseitige Annäherung, je grösser die Wellenlänge wird. Bei $\lambda = 0,6$ mm ist das Durchlässigkeitsverhältniss der einzelnen Metalle kaum noch verschieden.²⁾ Wenn bei der Unsicherheit, welche der genauen Gestalt der Curven noch anhaftet, eine Vermuthung über ihren weiteren Verlauf überhaupt statthaft ist, so glauben wir, dass folgende Annahme die wahrscheinlichste ist, freilich ohne deren Richtigkeit irgendwie verbürgen zu können. Bei weiter zunehmender Wellenlänge werden die Curven sich der Abscissenaxe ($n^2 = 0$) weiter nähern, indem sie gleichzeitig mehr und mehr gegeneinander convergiren. Der Grenzfall entspräche einer vollkommenen Polarisation \parallel der Drahtrichtung, welche von der Natur des Metalls nicht mehr abhängig wäre.

Die Eisencurve zeigt einen etwas abweichenden Verlauf; ob dieses immerhin nicht in wesentlichen Punkten abweichende

1) Es sei hier nur bemerkt, dass in Tab. 8 (§ 17) zufällig die Werthe $b' = 1,83$ (für Cu 1, $\beta = 30^\circ$) und $b' = 1,33$ (für Cu 1, $\beta = 40^\circ$) ebenfalls vorkommen; die zugehörigen Werthe von n^2 sind nur wenig von den bei Ag 1 und Au 1 für dieselben Wellenlängen beobachteten verschieden.

2) Wir fanden daher keine Veranlassung, Versuche für ein und dasselbe Metall bei verschiedenen Temperaturen anzustellen; umso mehr, als die mehrfach Erwähnte, demnächst zu veröffentlichende, optische Untersuchung einen merklichen Temperatureinfluss nicht ergab.

Verhalten mit den ferromagnetischen Eigenschaften zusammenhängt, oder ob es der geringeren Regelmässigkeit des Eisengitters (§ 8) zuzuschreiben ist, müssen wir vorläufig dahingestellt lassen. Auch war es uns nicht möglich, zur weiteren Aufklärung dieser Frage genügend feinen Nickel-, geschweige denn Kobaltdraht zu beschaffen.

Was den übrigen Curvenverlauf anbetrifft, so wächst die Ordinate des Maximumpunktes in der Reihenfolge Fe, Pt, Cu, Ag, Au; dessen Abscisse dagegen, sowie die ihr proportionale Abscisse des neutralen Punktes, in der Reihenfolge Pt, Ag, Au, Fe, Cu, wie aus Tab. 4 zu ersehen war. Irgend ein augenscheinlicher einfacher Zusammenhang jener Grössen mit den optischen Eigenschaften (Brechungsindex, Extinctionsindex, Reflexionsparameter) einerseits, den electromagnetischen Bestimmungsstücken (Leitfähigkeit, Permeabilität) andererseits, scheint uns nicht vorzuliegen. Wir halten es trotzdem für wahrscheinlich, dass solche Beziehungen, wenn auch complicirter Art, bestehen. Es erscheint uns nicht ausgeschlossen, dass sie auf theoretischem Wege aufgedeckt und an dem vorliegenden Beobachtungsmaterial geprüft werden könnten.

§ 24. Der geschilderte eigenthümliche Verlauf der Curven scheint uns die Vermuthung naheulegen, dass man es, wenn auch nicht mit zwei grundverschiedenen Erscheinungen, so doch mit zwei ausgeprägten Stadien eines und desselben Phänomens zu thun hat.

Im ersten Stadium, welches etwa bis zum neutralen Punkte reicht ($n^2 > 1$), ist die Wellenlänge noch vergleichbar mit der molecularen Wirkungssphäre; hier handelt es sich unserer Ansicht nach um eine Polarisation in der Einfallsebene (\perp zur Drahtrichtung), eine Erscheinung, welche mit dem Gouy-Wien'schen Phänomen in engem Zusammenhang stehen dürfte. Allerdings ist eine solche Polarisation bei *streifender* Incidenz früher nie beobachtet worden¹⁾ (vgl. l. c. § 13).

1) Eine etwaige Erklärung der geschilderten Erscheinungen durch Polarisation infolge multipler Reflexion scheint uns ebenso hinfällig wie früher (l. c. § 12). Denn ausser den schon damals erörterten Gegengründen ist die Reihenfolge Fe, Pt, Cu, Ag, Au nicht diejenige zunehmender Polarisation. Auch ist die Polarisation längerer Wellen \perp zur Einfallsebene (\parallel den Drähten) in dieser Weise nicht zu erklären.

Im zweiten Stadium, welches vom neutralen Punkte aufwärts sich erstreckt, wird die Wellenlänge immer grösser; das moleculare Gefüge wird schliesslich so fein gegen dieselbe, dass es auf seine spezifische Eigenschaften nicht mehr ankommt; die Metalle verhalten sich alle gleich und im entgegengesetzten Sinne wie früher.

Beide Stadien würden nach dieser Erklärung allmählich ineinander übergehen müssen: der neutrale Punkt entspräche der genauen Compensation der beiden entgegengesetzt gleichen Wirkungen.

§ 25. Im einen wie im anderen Stadium würde es sich um den Einfluss des Metalles auf den Schwingungszustand nahe seiner Grenzfläche bez. in der Uebergangsschicht zwischen ihm und dem umgebenden Medium handeln; die Aufstellung und mathematische Formulirung der betreffenden Randbedingungen wäre ein erster Schritt zur Entwicklung einer Theorie der vorliegenden Erscheinungen.

Früher (loc. cit. § 23) wurde betreffs dieser, bis jetzt nicht näher specificirbaren, Randstörung für die Lichtwellen die Annahme gemacht, dass sie sich wesentlich auf ein beschränktes Randgebiet erstrecke und dadurch erklärt, warum $(n^2 - 1)$ in erster Annäherung umgekehrt proportional der Oeffnungsbreite sein müsse. Dass dies für grössere Wellenlängen höchstens als rohe Annäherung gelten kann (§ 17), folgt schon daraus, dass bei unseren jetzigen Versuchen der Coefficient $2m = (n^2 - 1)$ durchaus nicht mehr ein kleiner Bruch ist. Indessen scheint uns nach wie vor im ganzen untersuchten Spectralbereiche die wirkliche oder scheinbare Oeffnungsbreite nur insofern eine Rolle zu spielen, als sich die Randwirkung auf die ganze durchgelassene Strahlung, welche der Oeffnungsbreite angenähert proportional ist, vertheilt. Damit stimmt überein, dass die singulären Punkte von der Oeffnungsbreite unabhängig, hingegen characteristisch für das Metall sind.

Unseres Erachtens wirkt jeder Rand unabhängig für sich, als ob der gegenüberliegende gar nicht vorhanden wäre; die Stärke dieser polarisirenden Wirkung nimmt mit der Entfernung vom Rande rasch ab und vertheilt sich auf den Wellenzug, welcher ihn streift und dessen Breite durch diejenige der Oeffnung bestimmt ist. Einen Beweis hierfür liefert die That-

sache, dass die Wirkung nicht auf die beiden Ränder einer und derselben gleichphasigen Wellenfront ausgeübt zu werden braucht. Denn eine geringe Neigung des Gitters, wodurch die Oeffnungsbreite noch nicht merklich verringert wird, der eine Rand dem anderen aber bald um mehrere Wellenlängen „vor-eilt“, hat auf die Erscheinung nicht den mindesten Einfluss. Wir hielten uns daher auch für völlig berechtigt, keinen Unterschied zwischen einer wahren Oeffnungsbreite b und einer scheinbaren, auf die Wellenfront sich projecirenden, b' , zu machen.

Einfluss der Beugung.

§ 26. Unsere Versuche wurden, wie erwähnt, ausschliesslich in der Weise angestellt, dass der Spectrometerspalt sich im Centralbilde befand. Von der bolometrischen Untersuchung der Beugungsbilder haben wir Abstand genommen, einmal der aus ihrer geringeren Intensität erwachsenden experimentellen Schwierigkeiten wegen, dann aber auch, weil eine solche umfassende Untersuchung sehr weit führen könnte, ohne entsprechendes Interesse zu bieten; denn wie wir sehen werden, tritt die Beugung um so mehr in den Hintergrund, zu je längeren Wellen man schreitet. Da aber doch andererseits bei manchen unserer Versuche die Wellenlänge noch nicht den hundertsten Theil der Gitterconstante erreichte, so können wir nicht umhin, die gewöhnliche Beugungstheorie in den Kreis unserer Betrachtungen zu ziehen.

Erinnern wir zunächst an die Fraunhofer'sche Beugungsercheinung, wie sie von einem unendlich dünnen undurchsichtigen Schirm hervorgerufen wird, welcher von einer sehr grossen Anzahl äquidistanter, paralleler Spaltöffnungen durchbrochen und von einem kreisrunden Diaphragma eingefasst ist.¹⁾ Die Oeffnungsbreite sei wieder mit b , die Breite der undurchsichtigen Streifen mit d , die Summe $b + d$, d. h. die Gitterconstante, mit a bezeichnet. Wir verweisen für die Einzelheiten auf die bekannte Theorie²⁾, sowie namentlich

1) Dieser theoretisch vorgeschriebenen Definition entsprechen am nächsten nur die Metallschichtgitter, welche bedeutend geringere Polarisationswirkungen geben, als die Metalldrahtgitter (§ 19 Anm.)

2) Siehe Verdet-Exner, Wellentheorie § 80, Braunschweig 1881. Lord Rayleigh, Wave-theory (§ 14), Encycl. Britt. 9. Aufl. 24. p. 437.

auf eine jüngst erschienene Abhandlung des Hrn. Sirks¹⁾, worin er diese behufs Anwendung auf eine specielle praktische Frage umgestaltet und verallgemeinert hat; mit ihm führen wir das Oeffnungsverhältniss („coefficient de transparence générale“) $b/a = p$ ein. Nennen wir die Strahlungsintensität im m ten Beugungsbilde (Hauptmaximum zweiter Klasse) A_m , im Centralbilde A_0 ; diejenige, welche an der Stelle des letzteren herrschen würde, falls das Gitter entfernt wäre, A ; der Beugungswinkel sei mit γ bezeichnet.

§ 27. Es gilt nun das ebenso allgemeine wie einfache Gesetz

$$(2) \quad A_0 = A p^2,$$

d. h. man bestimmt den schwächenden Einfluss, welchen das Gitter auf die Amplitude (resp. die Intensität) am Orte des Centralbildes ausübt, unabhängig von der Wellenlänge, durch seine rein geometrische Schattenwirkung, gemessen durch das Oeffnungsverhältniss p (resp. durch deren Quadrat). Ferner ist:

$$(3) \quad A_m = \frac{A_0}{m^2 p^2 \pi^2} \sin^2 m p \pi = \frac{A}{m^2 \pi^2} \sin^2 m p \pi,$$

wobei die Lage dieses m ten Bildes durch folgende bekannte elementare Beziehung gegeben ist:

$$(4) \quad \sin \gamma = \frac{m \lambda}{a}$$

Das m te Beugungsbild fällt aus, wenn $m p$ eine ganze Zahl wird, weil dann $A_m = 0$

In dem besonderen Falle, wie er auch bei unseren Drahtgittern vorlag (wofern diese || zur Wellenfront aufgestellt waren), dass $b = d = a/2$, also $p = 1/2$, werden die Gleichungen:

$$(2a) \quad A_0 = \frac{1}{4} A.$$

$$(3a) \quad A_m = \frac{4 A_0}{m^2 \pi^2} \sin^2 \frac{m \pi}{2} = \frac{A}{m^2 \pi^2} \sin^2 \frac{m \pi}{2}$$

Demnach fallen dann die Beugungsbilder gerader Ordnungszahl aus, und diejenigen ungerader Ordnungszahl haben die Intensität $A/m^2 \pi^2$. Wir erhalten also folgende Reihe

	Links					Central	Rechts				
$m:$	5	4	3	2	1	0	1	2	3	4	5
$A_m:$	$\frac{A}{25 \pi^2}$	0	$\frac{A}{9 \pi^2}$	0	$\frac{A}{\pi^2}$	$\left(\frac{A}{4}\right)$	$\frac{A}{\pi^2}$	0	$\frac{A}{9 \pi^2}$	0	$\frac{A}{25 \pi^2}$

1) J. L. Sirks, Sur l'influence de la diffraction par un réseau à mailles rectangulaires, placé devant l'objectif d'une lunette, sur la clarté de l'image principale d'une étoile (vgl. Nachtrag); Versl. en Meded. Akad. Amsterdam. (3) 9. p. 307. 1892.

Diese ist nach links und rechts stark convergent und ihre Summe¹⁾ ist $A/2$, d. h. gleich der vom Gitter überhaupt durchgelassenen Strahlungsmenge, welche sich in diesem Falle zur Hälfte auf das Centralbild, zur Hälfte auf die Summe der ungeraden Hauptmaxima zweiter Klasse vertheilt.

Aehnlich lässt sich im allgemeinen Falle ($p \leq 1/2$) zeigen, dass von der durchgelassenen Strahlung (pA) der p te Theil sich ungebeugt fortpflanzt, dagegen der $(1-p)$ te Theil der Summe der Beugungsbilder entspricht.

§ 28. Um zu prüfen, inwiefern diese zunächst für einen unendlich dünnen durchbrochenen Schirm abgeleiteten Beziehungen auch für unsere Gitter zutreffen, haben wir einige derselben mit Natronlicht optisch untersucht; dabei war das Gitter auf einem drehbaren Spectrometertische befestigt, sodass die Draht-richtung vertical stand; der besseren Uebersicht halber schalten wir diese Versuche erst an dieser Stelle ein.

Gemäss der Theorie sind die zweiten, vierten etc. Hauptmaxima unsichtbar bez. äusserst lichtschwach. Bei Drehung des Spectrometertisches geht deren Helligkeit durch ein sehr flaches Minimum, wenn das Gitter durch die zur Collimatoraxe \perp Lage passirt, weil die Oeffnungsbreite dann selbst ein Maximum durchläuft.

Die Auslöschung des 3. Beugungsbildes lässt sich dagegen viel schärfer bestimmen und gewährt einen Anhaltspunkt für die Beurtheilung der Gitterdimensionen bez. der Anwendbarkeit der Theorie, wie Hr. Sirks l. c. gezeigt hat. Jene Auslöschung muss nach dem Vorhergehenden theoretisch eintreten, sobald $3p$ eine ganze Zahl wird; da $p < 1/2$ sein muss, so reducirt sich diese Bedingung auf den Werth $p = 1/3$.

Nun werden bei geeignetem Gitter die scheinbaren Werthe b' und a' (l. c. § 10)

$$b' = a \cos \beta - d$$

$$a' = a \cos \beta$$

folglich

$$(5) \quad p = \frac{b'}{a'} = 1 - \frac{d}{a \cos \beta}.$$

1) Riemann-Hattendorf, partielle Differentialgleichungen 3. Aufl. p. 53, Braunschweig, 1882.

Falls $a = 2d$, wird also $p = \frac{1}{3}$ für

$$\beta = \arccos\left(\frac{1}{3}\right) = 41^\circ 25'.$$

§ 29. Versuche mit dem Gitter Cu 2 ergaben nun Auslöschung des 3. Bildes für

$$\beta = 40^\circ 50'.$$

Mit dem feineren Gitter Cu 1 für

$$\beta = 39^\circ 57'.$$

Nehmen wir die Theorie als richtig an, so würde aus diesen kleineren Winkeln folgen, dass die wahre Oeffnungsbreite um 1–2 Proc. geringer wäre, als die Drahtdicke; das ist aber nach der Art der Herstellung ganz ausgeschlossen. Wir müssen daraus schliessen, dass die Theorie nur angenähert richtig sein kann, und zwar um so angenäherter, je weniger fein das Gitter. Die hübsche Methode des Hrn. Sirks durch Auslöschung bestimmter Beugungsbilder die Drahtdicke zu bestimmen, wird daher für weitmaschige Gitter vermuthlich richtige Werthe ergeben, darf aber auf unsere feineren Gitter nicht angewandt werden; vielmehr glauben wir am sichersten zu gehen, wenn wir $b = d$ annehmen, (vgl. § 8).¹⁾

Es ist unter dieser Voraussetzung für alle Gitter

$$\parallel \text{ zur Wellenfront } (\beta = 0^\circ): p = 0,500 \quad p^2 = 0,250.$$

$$\text{Geneigt zur Wellenfront } (\beta = 45,6^\circ): p = 0,286 \quad p^2 = 0,082.$$

Diese von der Wellenlänge unabhängigen Werthe von p^2 sind nun die nach Gleichung (2) aus der Theorie hergeleiteten Werthe der centralen Durchlässigkeit Q_m für natürliches Licht, welche wir experimentell schon bestimmt haben (Tab. 6, 7).

Wir geben in Tab. 10 eine Zusammenstellung dieser theoretisch berechneten und der beobachteten Werthe; was letztere anbetrifft, so erinnern wir daran, dass sie ebenfalls von der Wellenlänge unabhängig gefunden wurden, und zwar im Bereiche $0,1 < \lambda < 0,6 \text{ mem.}$

Wie ersichtlich, ist die wahre Durchlässigkeit stets kleiner als die theoretisch berechnete; die Differenz wird geringer, je breiter die Oeffnung, wie die Werthe für die beiden Kupfer-

1) Falls etwa $b > d$, so würde die procentische Differenz den Werth von p^2 im selben Maasse vergrößern; denn

$$\Delta p^2 / p^2 = 2 \Delta p / p = 2 \Delta d / a = \Delta d / d.$$

gitter zeigen; sie hängt ausserdem etwas von der Natur des Metalls ab. Auch hier wird die Theorie den Thatsachen zwar angenähert aber nicht vollkommen gerecht.

Tabelle 10.

Gitter	β	b' mcm	p^2 berechnet	Q_m beobachtet	$\frac{Q_m}{p^2}$
Pt 1	45,6°	1,00	0,082	0,068	0,83
Pt 1	0°	2,50	0,250	0,224	0,90
Ag 1	0°	4,56	0,250	0,233	0,93
Au 1	0°	3,31	0,250	0,223	0,89
Fe 1	0°	2,50	0,250	0,224	0,90
Cu 1	45,6°	1,00	0,082	0,061	0,75
Cu 1	0°	2,50	0,250	0,207	0,83
Cu 2	0°	5,25	0,250	0,237	0,95

§ 30. Uebrigens ist schon früher (l. c. § 21) auf den auf diesem Gebiete herrschenden Mangel an Uebereinstimmung zwischen der Theorie und der Erfahrung hingewiesen worden¹⁾; es wurde betont, dass nur betreffs der Lage der Hauptmaxima bis jetzt eine Abweichung noch nie constatirt worden sei. Als Grund wurde angeführt, dass alle Theorien stillschweigend auf der Annahme fussen, dass die Wellenlänge äusserst gering sei im Vergleich zu den Dimensionen der beugenden Oeffnungen, wie dies u. A. Kirchhoff²⁾ ausdrücklich hervorhebt. Ferner wird auch stets vorausgesetzt, dass die Natur des die Ränder bildenden Körpers einen specifischen Einfluss nicht ausübe, was zweifellos unrichtig ist.

In der That würde dann eine unbegrenzte Zahl von Beugungsbildern auftreten, wie dies auch bei der Summirung der (allerdings stark convergirenden) Reihen (§ 27) stillschweigend vorausgesetzt ist. Bei grösseren Werthen der Wellenlänge trifft dies aber durchaus nicht mehr zu, denn wenn wir zunächst noch die elementare Beugungsgleichung (4), $\sin \gamma = m \lambda / a$, auch bis zu den grössten Beugungswinkeln als gültig betrachten, so würde doch aus ihr schon folgen, dass, sobald $m \lambda > a$, $\sin \gamma > 1$ wird, folglich das betreffende Beugungsbild ins Imaginäre rückt. Vergrössern wir die Wellenlänge immer mehr, so verschwindet auf diese Weise ein Hauptmaximum

1) Ausser den l. c. angeführten Autoren sei hier noch auf eine neuere Arbeit von Paschen, Bolometrische Untersuchungen im Gitterspectrum, Wied. Ann. 48. p. 272. 1893 hingewiesen.

2) Kirchhoff, Wied. Ann. 18. p. 689. 1883.

zweiter Klasse nach dem andern, bis schliesslich, sobald $\lambda > a$, schon das erste Beugungsbild imaginär wird.

In diesem Grenzfalle pflanzt sich die sämmtliche überhaupt durchgelassene Strahlung nicht mehr in verschiedenen, scharf getrennten, Richtungen fort; sondern sie wird ein diffuses Strahlenbündel bilden, welches nur einen einzigen verwaschenen Bildfleck erzeugen wird. Wächst die Wellenlänge noch weiter, sodass λ gross wird gegen a , so wird schliesslich der Einfluss des Gitters auf den Strahlengang bez. die Gestalt der Wellenfront wieder geringer, bis er zuletzt unmerklich wird.

Die Theorie bezieht sich auf sehr dünne Schichtgitter; falls sie bei unseren Versuchen durchweg die Lage der Hauptmaxima noch richtig angab, wovon wir übrigens nicht sicher sein können, so existirten im ungünstigsten Falle ($\lambda = 0,6$, $a' = 3,5$) nur noch fünf Beugungsbilder zu jeder Seite des Centralbildes.

Aus alledem geht hervor, wie bei wachsender Wellenlänge die Beugung an Bedeutung einbüsst, bis sie schliesslich ganz wegfällt und das Gitter vorwiegend die Function eines Polarisators erfüllt. Im Folgenden wollen wir dies stets voraussetzen. Im Uebrigen können obige Ausführungen bestenfalls nur eine skizzenhafte Andeutung der wirklichen Vorgänge geben. Ihre verallgemeinerte Betrachtung führt zu dem Problem der Fortpflanzung von Wellenzügen durch Raumgebiete, in denen sie Hindernissen begegnen, welche mit der Wellenlänge vergleichbare Dimensionen aufweisen. Eine Bearbeitung hat diese Frage für polarisierbare Transversalwellen unseres Wissens bisher nicht erfahren; sie würde voraussichtlich mit erheblich Schwierigkeiten verbunden sein.

Pleochroitisches Krystallmodell.

§ 31. Die bolometrische Methode war nicht geeignet, uns darüber aufzuklären, ob zwischen den \perp bez. \parallel zur Drahtrichtung polarisirten Strahlungscomponenten neben Intensitätsdifferenzen auch Gangunterschiede entstanden. Früher war festgestellt worden, dass bei den verhältnissmässig groben Silberdrahtgittern der optische „Phaseneffect“ jedenfalls nur ein geringer sein konnte (l. c. § 9). Wie die seitdem angestellten optischen Versuche zu zeigen scheinen, wird er bei

feineren Gittern bereits merklicher und der Gangunterschied würde wahrscheinlich erhebliche Werthe aufweisen, wenn man mehrere hintereinander aufgestellte Gitter untersuchte.

In diesem Falle wäre übrigens die einfache Superposition der Wirkungen nicht mehr statthaft, da hierfür die Kleinheit derselben eine wesentliche Vorbedingung bildet (l. c. § 20). Vielmehr tritt an Stelle des Additionsgesetzes ein Exponentialgesetz, indem bei n hintereinander aufgestellten Gittern

$$\begin{aligned} (Q_p)_n &= Q_p^n & (Q_s)_n &= Q_s^n \\ \text{Folglich} & & (n^2)_n &= \frac{(Q_s)_n}{(Q_p)_n} = \left(\frac{Q_s}{Q_p}\right)^n = (n^2)^n. \end{aligned}$$

So würden z. B. fünf hintereinander aufgestellte Platindrahtgitter von 1 mm Oeffnungsbreite für $\lambda = 0,6$ mm theoretisch ein Durchlässigkeitsverhältniss 0,008 ergeben, sodass also die \perp zur Drahtrichtung polarisirte Strahlungscomponente mit nur 8 pro Mille der Intensität der \parallel jener Richtung polarisirten Componente hindurchgelassen werden würde, einer nahezu vollständigen Polarisation entsprechend. Gerade umgekehrt verhält es sich im sichtbaren Gebiete bez. in demjenigen Spectralbereiche, welcher unterhalb des neutralen Punktes liegt. Ein Drahtgitter, welches bei weissem Lichte zwischen gekreuzten Nicols bei 45° Azimuth betrachtet wird, gibt lebhaftere Farbenerscheinungen; es verhält sich, wie ein schwach pleochroitischer Krystall. Der Pleochroismus wird aber ein sehr starker, sobald man diesen Ausdruck auch auf die Strahlung grösserer Wellenlängen ausdehnt, welcher eine sichtbare Farbe nicht mehr entspricht.

§ 32. Wir besitzen daher in feinen Drahtgittern, welche keine Beugungsbilder mehr erzeugen, ein vollständiges Analogon zu einer pleochroitischen Krystallplatte; etwa einer dünnen, gefärbten Turmalinplatte \parallel der optischen Axe, welche ebenfalls das zu dieser ihrer Vorzugsrichtung \perp polarisirte Licht vorwiegend durchlässt¹⁾; dabei bleibt der Gangunterschied beider Componenten auch ein verhältnissmässig geringer. Allgemein sind Doppelbrechung und Pleochroismus zusammengehörige Eigen-

1) Das Verhalten des Turmalins, sowie anderer Krystalle gegen Wärmestrahlen wird gegenwärtig im hiesigen Institut untersucht.

schaften, welche stets gemeinsam auftreten, von welchen aber die eine oder andere überwiegen kann. So bietet der Kalkspath in dieser Beziehung nur einen quantitativen Gegensatz zum Turmalin, indem seine geringe Absorptionsdifferenz gegen den Unterschied der beiden Brechungsindices völlig zurücktritt.

In der mehrfach erwähnten Abhandlung des einen von uns (l. c. §§ 1, 26) sind Gitter sowie anomal pleochroitische Krystalle unter einem gemeinsamen Gesichtspunkte betrachtet worden. Dabei wurde hervorgehoben, dass die in beiden Fällen auftretende Vorzugsrichtung einmal durch die grobe makroskopische Structur, andernfalls durch das moleculare Gefüge bedingt sein könne. Ein weitergehender ursächlicher Zusammenhang wurde nicht postuliert, und wir möchten auch jetzt eine solche Hypothese noch nicht aufstellen. Hingegen scheint es uns von Interesse, die hier zu Tage tretende Analogie, wenigstens im Umriss, etwas weiter zu entwickeln, indem wir zunächst ohne irgendwelche hypothetische Annahmen ein metallisches Modell eines trichroitischen rhombischen Krystalls zu construiren versuchen werden.

§ 33. Wir bemerken dazu, dass die kreisylindrischen Gitterdrähte als Ovoide mit unendlicher Rotationsaxe betrachtet werden können; eine ähnliche Wirkung würde zweifellos erzielt werden, falls jeder Draht durch eine Anzahl aneinandergereihter endlicher Ovoide ersetzt würde. Diesen wesentlich ebenen zweidimensionalen Gebilden verleihen wir die dritte Dimension, sobald wir deren mehrere hintereinander aufstellen. Es bedarf danach wohl keiner weiteren Erörterungen, um darzuthun, dass die Eigenschaften des zu construierenden Modells einer der beiden folgenden Anordnungen innewohnen müssen.

Entweder einem regulären (nach drei \perp Richtungen äquidistanten) Netze stark absorbirender dreiaxiger Ellipsoide, welche in ein durchlässiges Mittel eingebettet sind.

Oder einem rhombischen (nach drei \perp Richtungen verschiedene Maschenweite zeigenden) Netze ebenso eingelagerter Kugeln.

Eine Combination beider Anordnungen würde selbstverständlich dasselbe leisten. Die Absorption würde abhängig sein, sowohl von der Fortpflanzungsrichtung wie von der Orientirung der Polarisationssebene, wie endlich auch von

der Wellenlänge. Dabei würden sich drei zu einander \perp ungleichwerthige Vorzugsrichtungen bez. Symmetrieaxen ergeben. Es sind das die charakteristischen Merkmale des nachzuahmenden rhombisch-trichroitischen Krystalls. Offenbar lassen sich ebenso Krystallmodelle höherer Symmetrie (hexagonal, tetragonal) oder niederer Symmetrie (monosymmetrisch, asymmetrisch) construiren.

§ 34. Den bisherigen Ausführungen wohnt ein hypothetischer Charakter, wie wir glauben, nicht inne; vielmehr sind sie auf die im Vorhergehenden mitgetheilten experimentellen Ergebnisse basirt. Zum Schlusse können wir aber nicht umhin, auf zwei auffallende Analogien mehr speculativer Art hinzuweisen.

Erstens hat bekanntlich Poisson eine, übrigens jetzt völlig unhaltbare, Theorie des Magnetismus aufgestellt, wonach Kugeln von unendlicher Permeabilität in ein magnetisch indifferentes Medium eingebettet sein sollten; und in einem Zusatze erörtert er die Möglichkeit, dass statt dieser Kugeln bei Krystallen Ellipsoide anzunehmen seien.¹⁾

Von Faraday wurde die Poisson'sche Theorie auf Dielectrica übertragen, welche er sich aus kugelförmigen leitenden Körperchen aufgebaut dachte (z. B. Schrot in Terpentinöl).²⁾ Diese Annahme wurde dann von Mossotti, Clausius, Mascart und Joubert³⁾ weiter entwickelt; diese letzteren zeigten, dass es genügt, wenn man den eingebetteten Kügelchen eine hohe Dielectricitätsconstante beilegt, ohne dass sie darum nothwendig gute Leiter zu sein brauchen. Macht man nun bei dieser Theorie noch dieselbe Nebenannahme, wie sie Poisson aufstellte, so postulirt man für das entsprechende äolotrope Dielectricum dieselbe Structur, zu der wir für das rhombisch-trichroitische Krystallmodell auf gänzlich verschiedenem Wege gelangten.

Zweitens ist in diesem Zusammenhange zu erwähnen, dass es bereits de Sénarmont⁴⁾ gelang, künstlichen Pleo-

1) Poisson, *Mém. de l'Inst.* 5. p. 258. 1822. Die entsprechenden, ihm völlig unbekannten Erscheinungen des Krystallmagnetismus wurden dann erst 1847 von Plücker entdeckt.

2) Faraday, *Exp. Res.* 1. § 1679. 1838.

3) Mossotti, *Mem. mat. e fis.* Modena. (2) 14. p. 49. 1850; Clausius, *Mech. Wärmetheorie.* 2. Abschn. III. Braunschweig 1879; Mascart u. Joubert, *El. et Magn.* 1. § 167. Paris 1882.

4) H. de Sénarmont, *Compt. rend.* 38. p. 101. 1854.

chroismus zu erzeugen; dazu liess er das an sich farblose Strontiumnitrat aus einer mit Campecheholz versetzten Mutterlauge gefärbt auskrystallisiren. Seitdem haben sich eine Anzahl Forscher mit ähnlichen Versuchen beschäftigt¹⁾; es gelingt vielfach durch die in das Krystallgefüge mit aufgenommenen, daher irgendwie regelmässig gelagerten, feinsten farbigen Einschlüsse die in Rede stehende Eigenschaft nachzuahmen. Wahrscheinlich sind überhaupt sehr viele, wenn nicht alle, der natürlich vorkommenden Fälle von Pleochroismus auf dieselbe Ursache zurückzuführen. Der Vergleich mit den oben mitgetheilten Versuchen dürfte auf diese längst bekannte Gruppe von Erscheinungen ein unerwartetes Licht werfen.

Vergleich mit den Hertz'schen Gittern.

§ 35. Der gleich anfangs erörterte Gegensatz zwischen dem Sinne der Polarisation der Hertz'schen Gitter und demjenigen der unserigen im sichtbaren Spectralbereiche, welcher den Anstoss zur Ausführung der beschriebenen Versuche gab, dürfte nunmehr in einfacher Weise beseitigt sein, indem sich bei allen untersuchten Gittern der Sinn der Polarisation beim neutralen Punkte umkehrt. Wir glauben darin ein neues Zeichen für die Tragweite der Untersuchungen des Hrn. Hertz erblicken zu sollen. Denn während dieser Forscher sich bei der Mehrzahl seiner Versuche von dem Gedanken der Analogie der aufzufindenden Erscheinungen mit bekannten optischen Vorgängen (Fortpflanzung, Reflexion, Brechung, Interferenz des Lichtes) leiten lassen konnte, musste er die Polarisation der electromagnetischen Wellen durch ein Mittel bewirken, für welches seinerzeit kein optisches Analogon bekannt war.²⁾

Um dieses aufzufinden, genügte es, den umgekehrten Weg zu beschreiten, indem die Kenntniss der neueren Erscheinungen als Richtschnur auf dem älteren Gebiete benutzt wurde. In dieser Hinsicht versagte die electromagnetische Theorie des Lichtes, oder allgemeiner der Strahlung, nicht, und unsere Versuche dürften daher einen erneuten Beweis für deren

1) Vgl. Kundt, Pogg. Ann. Jubelbd. p. 622. 1874.

2) Wenigstens wenn von den Versuchen Fizeau's, v. Mohl's und Hofmeister's abgesehen wird; vgl. W. König, Verh. der phys. Ges. Berlin. 8. p. 36. 1889; auch Wied. Beibl. 13. p. 667. 1889. Ambronn, l. c. p. 718.

Fruchtbarkeit erbringen. In der Ausdrucksweise jener Theorie lassen sich schliesslich unsere Resultate folgendermaassen formuliren:

Solange die Wellenlänge einen bestimmten (soweit unsere Versuche reichen, von der Oeffnungsbreite unabhängigen, dagegen für das Metall charakteristischen) Werth nicht überschreitet, lässt das Gitter einen grösseren Bruchtheil der auffallenden Strahlung hindurch, wenn der electriche Vector der Drahtrichtung \parallel liegt; für grössere Werthe der Wellenlänge überwiegt dagegen die Durchlässigkeit, wenn der magnetische Vector diese Vorzugsrichtung besitzt.

Berlin, Phys. Inst. der Univ., 5. Juni 1893.

Nachtrag. Die Arbeit des Hrn. Sirks (p. 623) bezweckte die Bestimmung der Lichtschwächung durch Messingdrahtnetze, wie sie nach Kapteyn und Scheiner bei der photographischen Himmelsaufnahme benutzt werden. In ihrem diesbezüglichen Gutachten (l. c. p. 302) deuteten die Hrn. Lorentz und v. d. Sande-Bakhuyzen bereits auf Correctionen hin, deren Ursache mit den von uns beschriebenen Erscheinungen zusammenhängt. Wir haben diese Correction aus unseren Daten unter folgenden Annahmen, deren Berechtigung nach dem Vorigen zu beurtheilen ist, zu berechnen versucht (Tab. 11).

1) Die von Hrn. Sirks mittels Auslöschung des 5. Beugungsbildes bestimmten Dimensionen der (relativ weitmaschigen) Drahtnetze sind richtig.

2) Die Gesamtdurchlässigkeit von Kette und Einschlag ist auszu-drücken als das Product derjenigen zweier entsprechender „gekreuzt“ hintereinander aufgestellter Gitter. Diese Annahme macht auch Hr. Sirks.

3) Die Correction $1 - Q_m / p^2$ (Tab. 10) lässt sich aus dem Werthe 0,05 für Cu 2 ($b = 5,25$ mcm) berechnen, indem sie umgekehrt proportional der (grössern) Oeffnungsbreite der Messingdrahtgitter gesetzt wird.

Tabelle 11.

	d	b	a	$p = b/a$	p^2	Q_m / p^2	Q_m
1. Kette	16,2	27,4	43,6	0,627	0,393	0,990	0,389
2. Einschlag	14,6	19,2	33,8	0,569	0,324	0,986	0,319
Product 1×2				0,357	0,128	—	0,124
Reciprokes Product				2,80	7,84	—	8,06
Logarithmus desselben				—	0,8943	—	0,9064
Log / 0,4 = Schwächung in „Grössen“				—	2,24	—	2,27

Die Helligkeit des centralen Sternbildes würde demnach um 2,27 Grössen geschwächt werden, statt um 2,24, wie Hr. Sirks ohne diese Correction fand, welche also keine sehr bedeutende ist.

2. Die obere Grenze der Wellenlängen, welche in der Wärmestrahlung fester Körper vorkommen können; Folgerungen aus dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie; von Willy Wien.

Die bisher sichergestellten Gesetze der Strahlung sind ausschliesslich aus dem zweiten Hauptsatz abgeleitet worden. Als Grundlage dienten bekannte Eigenschaften der Aetherwellen, ohne dass man auf die Bewegungen der Molecüle selbst und die Wechselwirkungen zwischen ihnen und dem Aether zurückgehen brauchte. Bei dem gegenwärtigen Stande unserer Kenntnisse ist diese rein thermodynamische Behandlungsweise die einzige, welche ganz frei von Hypothesen bleibt und deshalb sichere Resultate liefert. Andererseits muss sie sich darauf beschränken, die Gesetzmässigkeiten der Strahlung aufzufinden, soweit sie einzig und allein durch die Wärmebewegung als solche hervorgerufen wird, und kann niemals die Einzelheiten darstellen, welche wahrscheinlich durch besonderen Molecularbau oder durch zufällige Beschaffenheit der strahlenden Oberfläche bedingt sind. Es sind nach diesen Principien die Beziehungen zwischen Emission und Absorption, die Abhängigkeit von dem umgebenden Medium, die Abhängigkeit der Strahlung von der Temperatur für *schwarze Körper* als physikalisch bekannt anzusehen. Die letzte Beziehung lässt sich auf beliebige Körper ausdehnen, wenn das Reflexionsvermögen als Function der Temperatur bekannt ist.

Dagegen ist die Energievertheilung im Spectrum bei einer Temperatur noch unbekannt und aus den erwähnten Beziehungen nicht zu gewinnen. Soweit ich sehe, ist diese letzte noch fehlende Lücke durch die gegenwärtige Kenntniss der Eigenschaften der Aetherwellen nicht ausfüllbar, weil hier Rechen-schaft verlangt wird, in welchem Verhältniss der Intensität der strahlende Körper Strahlen verschiedener Wellenlänge aussendet. Um diese durch einen thermodynamischen Process zu geben, müssten wir Eigenschaften kennen, welche eine verschiedene Abhängigkeit der Strahlen verschiedener Wellenlänge von ihrer Intensität anzeigt.

Es lässt sich aber zeigen, dass solche Strahlen, *welche von Drahtnetzen vollständig zurückgeworfen werden, in der Wärmestrahlung nur unendlich kleine Intensitäten haben können.*

Bevor wir uns zu den Voraussetzungen und der Ableitung dieses Satzes wenden, wollen wir uns damit beschäftigen, aus dem Gesetze, welches die Abhängigkeit der Strahlung von dem umgebenden Medium ausspricht¹⁾, einige einfache Folgerungen zu ziehen, von denen wir später Gebrauch zu machen haben.

§ 1.

Vertheilung der Strahlung in Räumen, die mit dielectrisch polarisirbarer Substanz angefüllt sind.

Im Innern eines geschlossenen leeren Raumes, dessen Wände ein für alle möglichen Wärmestrahlen von Null verschiedenes Emissionsvermögen besitzen, und gleiche Temperatur haben, befindet sich eine dieser Temperatur entsprechende gleichmässig vertheilte Strahlung. Die Energiemenge dieser Strahlung ist nach einer von Kirchhoff aus seinem bekannten Satze gezogenen Folgerung so gross, als ob die Wände des Raumes vollkommen schwarz wären. Es lässt sich ohne weiteres einsehen, dass dieselbe Energiemenge vorhanden sein muss, wenn ein Theil der Wände vollkommen spiegelnd und nur der übrige entweder vollkommen schwarz ist oder für alle Strahlen ein endliches Emissionsvermögen besitzt. Ist der Raum kein Vacuum, sondern mit einer isolirenden Substanz erfüllt, so ist die Energiemenge nach dem erwähnten Gesetz eine grössere und zwar für jede Schwingungsdauer im umgekehrten Verhältniss des Quadrats der Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Wenn der Raum mit schwarzen Innenwänden theilweise Vacuum, theilweise mit dem Isolator angefüllt ist, so folgt weiter, dass die Energievertheilung auch jetzt sowohl im Vacuum als im Isolator die soeben festgesetzte ist. *Wir wollen sie als die normale bezeichnen.*

Dasselbe ist der Fall, wenn die dem Isolator anliegenden Wände vollkommen spiegelnd sind und die schwarzen Flächen nur an das Vacuum stossen.

1) v. Helmholtz, *Physiol. Optik* p. 171; Clausius, *Mech. Wärmetheorie* 1. p. 315.

Denn denkt man sich hinter dem Spiegel eine schwarze Fläche von der gleichen Temperatur, so würde, wenn in dem Isolator eine grössere Energiemenge als die normale herrschte, nach dem Fortziehen des Spiegels, wie aus dem vorigen folgt, nunmehr die normale Vertheilung sich herstellen, also ein Theil der Energie an die schwarze Fläche übergehen müssen; es würde sich diese also auf Kosten der gleichtemperirten andern erwärmen. Wenn andererseits die anfängliche Vertheilung so wäre, dass in dem Isolator eine geringere Energiemenge als die normale sich befände, so könnte man durch Fortziehen des Spiegels die normale herstellen und dabei würde die schwarze Fläche hinter dem Spiegel ein bestimmtes Wärmequantum abgeben. Nach Schliessung des Spiegels müsste sich dann wieder das anfängliche Gleichgewicht der Strahlung herstellen und dabei Wärme an die im Vacuum befindliche schwarze Fläche übergehen, die sich nun auf Kosten der andern erwärmen würde. Auch wenn der isolirende, feste Körper völlig frei begrenzt in dem Raum sich befindet und vom Vacuum umgeben wird, ist immer die Energievertheilung die angegebene. Ein solcher Körper ist von gleichmässiger Strahlung umgeben und der Druck auf seine Oberfläche hält ihn an jeder Stelle des Raumes im Gleichgewicht. Eine Bewegung desselben durch diesen Raum ist deshalb auch mit keiner Arbeitsleistung gegen den Druck der Strahlung verbunden. Die Veränderung der Farbe nach dem Doppler'schen Princip ¹⁾ muss sich hier ebenfalls aufheben, weil eine solche Veränderung immer einer Arbeitsleistung gleichwerthig ist. Die Verkürzung der Schwingungsdauer auf der einen Seite wird von der Verlängerung auf der anderen in jedem Zeitintervall aufgehoben. Wäre nun die Energievertheilung zwischen dem Vacuum und dem isolirenden Körper nicht die normale, so könnte man ihn ohne angebbare Arbeitsleistung bis an die schwarze Fläche verschieben. Die sich dann herstellende normale Vertheilung würde, wie bereits erörtert, zu einer Erwärmung eines Theiles der Oberfläche des Raumes auf Kosten eines anderen führen.

1) W. Wien, Sitzungsber. d. Berl. Akad. 9. Febr. 1893.

§ 2.

Voraussetzungen.

Bei den Betrachtungen, welche wir anstellen wollen, muss vorausgesetzt werden, dass die Strahlung jeder Wellenlänge von den einschliessenden Wänden vollständig zurückgeworfen wird. Nun ist der Vorgang der Reflexion immer mit einer geringen Absorption verbunden. Denkt man sich aber die Dimensionen der betrachteten Räume vergrössert, so steigert man die Dimensionen der Räume in der dritten Potenz, die spiegelnde Oberfläche aber nur im Quadrat der Lineardimensionen. Es ist also keine theoretische Grenze gegeben, die in einer bestimmten Zeit absorbierte Energie auf einen beliebigen Bruchtheil des ganzen Energievorrathes hinabzudrücken.

Wir setzen weiter voraus, dass bei Bewegung beliebiger, auch gasförmiger Körper in einem mit Strahlung erfüllten Raume keine andern ponderomotorischen Kräfte wirksam werden als die Maxwell'schen Druckkräfte.

Aus diesen Annahmen werden wir folgern, dass Wellenlängen, welche durch Drahtnetze nicht hindurchgehen, auch in der Wärmestrahlung nicht als endliches Energiequantum vorkommen können. Wenn die Hertz'schen Schwingungen von Drahtnetzen vollständig zurückgehalten werden¹⁾, so müssen wir annehmen, dass die obere Grenze der Wellenlängen, welche von der Wärme hervorgebracht werden können, zwischen denen der Hertz'schen Schwingungen und der bisher beobachteten ultrarothern Strahlen liegt. Die Voraussetzung liegt also darin, dass die Durchlässigkeit des Drahtgeflechtes für Strahlung schnell mit wachsender Wellenlänge abnimmt. Von einer bestimmten Grenze an muss gleichzeitig die entsprechende Energie kleiner und kleiner werden.

§ 3.

Die Bewegung eines ideellen Gases in einem mit Strahlung von grosser Wellenlänge erfüllten Raume.

Durch die Eigenschaft der Drahtnetze, Strahlung von grosser Wellenlänge zurückzuhalten, ist offenbar die Möglich-

1) Hertz, Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1888. p. 841; Stefan, Sitzungsber. d. Wien. Akad. 24. April 1890; H. Rubens und R. Ritter, Wied. Ann. 40. p. 55. 1890.

keit geboten, die wägbaren Theile eines ideellen Gases durch die Zwischenräume des Netzes aus dem Raume austreten zu lassen, während die Strahlung gezwungen ist, zurückzubleiben. Nach unserer Voraussetzung wird hierbei keine Arbeit geleistet soweit die Strahlung in Betracht kommt. Wenn sich auf der anderen Seite des Netzes ein beweglicher Stempel befindet, so kann das hindurchgehende Gas eine seiner Ausdehnung entsprechende Arbeit leisten. Dann ist der Process umkehrbar.

Wenn nun auch von dem Drahtnetz die Schwingungen nicht hindurchgelassen werden, so muss doch die Möglichkeit offen gehalten werden, dass ein Theil der electricischen Energie, *soweit diese durch die dielectricische Polarisation vermehrt wird*, an den Gasmoleculen haftet und mit diesen fortgezogen wird. Das Verhältniss der durch Anwesenheit der Gasmoleculé vermehrten Energie zu der im Vacuum ist bei constant gehaltener electricischer Kraft gleich der dielectricischen Constante und in demselben Verhältniss steht die Dichtigkeit der normalen Strahlung in beiden Fällen. Diese ist doppelt so gross, als die der electricischen Energie. Wenn also auch die ganze, durch Polarisation erfolgte Vermehrung der Energie vollständig an den wägbaren Theilen haftete, so würde doch immer nur die Hälfte des Ueberschusses, den die Anwesenheit des Gases in der Dichtigkeit der Energie bedingt, von den Moleculen fortgezogen werden. Nun ist nach Boltzmann die dielectricische Constante proportional der Dichtigkeit des Gases. Die Dichtigkeit der Strahlung ist also in einem sich ausdehnenden Gase immer dann die normale, wenn die Dichtigkeit der Strahlung in demselben Verhältniss sich ändert.

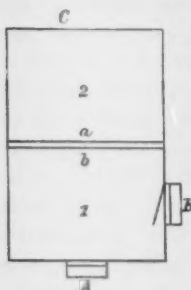
Wenn wir also im Stande sind, während das durch das Gitter strömende Gas den Stempel vor sich hertreibt, durch die vorausgesetzten Eigenschaften des Drahtnetzes auch nur die Hälfte des Ueberschusses der Energie, den die hindurchgegangenen Moleculé vorher bedingten, an dem Gitter zurückzuhalten, so haben wir diesseits des Gitters eine Dichtigkeit der Strahlung, welche grösser ist, als die normale. Wenn wir Körper herstellen könnten, welche durch blosse Erwärmung nur Strahlen von der betrachteten Wellenlänge aussenden, so besässen wir ein Mittel, einen solchen Körper auf Kosten

eines anderen von derselben Temperatur zu erwärmen, weil die betrachteten Vorgänge vollständig umkehrbar sind. Wir müssen aber auf die Anwesenheit der anderen Wärmestrahlen, welche von dem Drahtgitter hindurchgelassen werden, Rücksicht nehmen und deshalb einen etwas verwickelteren Process betrachten.

§ 4.

Ausscheidung der Strahlung von grosser Wellenlänge.

Wir denken uns einen Cylinder, in welchem sich ein beweglicher, für Strahlung vollkommen durchlässiger Stempel a befindet. Die Innenwände seien vollkommen spiegelnd; die Schlusswand C sei ebenfalls beweglich. Der Stempel a theilt den Raum in zwei Theile 1 und 2. Hinter A und B sollen sich schwarze Körper von unendlich grosser Wärmecapacität befinden, welche durch bewegliche lichtdichte Klappen in den Spiegeln vom Innenraum getrennt sind. Zwischen den Klappen



und den schwarzen Körpern befinden sich für Strahlung vollkommen durchlässige Platten, welche den Raum gasdicht abschliessen. Der Raum zwischen diesen Platten und dem schwarzen Körper sei Vacuum; ebenso Raum 2. In Raum 1 dagegen soll sich ein ideelles Gas von beliebiger Temperatur befinden. Alle Spiegel

und die durchlässigen Platten sollen schlechte Wärmeleiter sein, sodass das Gas durch Leitung weder Wärme abgibt noch empfängt. Da das Gas selbst vollkommen durchlässig für Strahlen ist, gibt es keine Wärme durch Strahlung ab und nimmt keine auf.

Anfangs sei die Klappe B geschlossen, A offen. Es stellt sich dann ein Gleichgewichtszustand der Energie her, indem in Raum 1 die dem dielectricischen Verhalten des Gases entsprechende normale Strahlung sich gleichmässig vertheilt, in 2 die dem Vacuum entsprechende sich ansammelt.

Wir schliessen jetzt A und gehen mit a gegen C hin. Das Gas folgt dem Stempel und leistet dabei eine bestimmte Arbeit auf Kosten seines Wärmeverraths. Dieser Process ist umkehrbar. Die Strahlung wird bei der Ausdehnung des

Gases ebenfalls Arbeit leisten, weil im Raum 1 die Dichtigkeit infolge der Anwesenheit des Gases eine grössere ist. Da diese Arbeitsleistung auf Kosten der Strahlung geschehen ist, wird ihre Dichtigkeit nicht mehr die normale sein; würden wir jetzt den Raum 1 mit dem schwarzen Körper in Austausch der Strahlung setzen, so würde ein Ausgleich stattfinden, der nicht mehr umkehrbar wäre. Wenn wir dagegen den Stempel *C* jetzt so weit verschieben, dass die Dichtigkeit der Strahlung nunmehr die normale wird, so wird ein Öffnen der Klappe *B* offenbar keine Veränderung der Strahlung hervorbringen. Dann sind die Vorgänge vollständig umkehrbar.

Nach diesen vorbereitenden Betrachtungen denken wir uns den Stempel *a* wieder in seiner Anfangslage, und zwar belegt mit einem Drahtnetz, welches Strahlen, deren Wellenlänge eine gewisse Grenze überschreitet, vollständig zurückwirft. Die Drähte des Netzes sind der Strahlung kürzerer Wellenlänge gegenüber auch als spiegelnd anzusehen. Diese Strahlen gehen frei durch das Geflecht hindurch. Ein zweites frei bewegliches Drahtnetz *b* befindet sich zwischen *a* und dem Raum 1 (Figur p. 638) unendlich nahe an *a*. Dann vollziehen wir folgenden Kreisprocess.

I. Vorwärtslaufende Prozesse.

1. *Anfangszustand.* *B* ist geschlossen, *A* offen; der Stempel *a* liegt dicht an dem Netz *b*; in 1 befindet sich das Gas und die Gesamtstrahlung; in 2 nur die Strahlung kürzerer Wellenlänge.

2. *A* wird auch geschlossen; der Stempel *a* wird eine Strecke bewegt; dabei leistet Arbeit

a) die Strahlung kürzerer Wellenlänge entsprechend ihrer grösseren Dichtigkeit im Gase;

b) das Gas;

c) die möglicherweise von den Gasmoleculen hinübergezogene Strahlung grosser Wellenlänge (vgl. § 3), welche von dem Drahtnetz des Stempels *a* zurückgeworfen wird.

3. Der Stempel *C* wird so weit vorgeschoben, dass die durch die Arbeitsleistung 2a) verminderte Energie der Strahlung kurzer Wellenlänge wieder normale Dichtigkeit in 2 hat. Nach § 1 hat sie diese dann auch in 1.

4. Es wird B geöffnet. Die Strahlung kurzer Wellenlänge bleibt unverändert. Die Strahlung grosser Wellenlänge hat in 1 einen Ueberschuss über die normale Dichtigkeit (vgl. § 3). Dieser Ueberschuss Q geht an B über. Die Strahlung grosser Wellenlänge zwischen a und b bleibt unverändert.

II. Rückwärtslaufende Processe.

1. B wird wieder geschlossen. Der Stempel C in seine frühere Lage zurückgeführt; dabei wird die auf dem Hinwege geleistete Arbeit wiedergewonnen.

2. Das Gitter b wird so weit nach C bewegt, dass die Strahlung grosser Wellenlänge auf beiden Seiten gleich gross wird; dabei wird Arbeit gewonnen.

3. Das Drahtnetz b wird fortgezogen; der Stempel a in seine Anfangslage zurückgebracht; hierzu genügen die unter I. 2a), b), c) und II. 2. gewonnenen Arbeitswerthe, weil keine Strahlung ohne entsprechende Arbeitsleistung sich ausgedehnt hat.

4. b wird an seine erste Stelle gesetzt; A geöffnet, der Anfangszustand ist wieder erreicht.

Da die Ueberführung des Energiequantums Q von A nach B dem zweiten Hauptsatz widerspricht, müssen wir annehmen, dass solche Strahlen, welche von dem Gitter vollständig zurückgehalten werden, überhaupt in der Wärmestrahlung keine endliche Intensität haben.

Für die Ausstrahlung der Körper bei sehr niedriger Temperatur kann die gleiche Folgerung nicht mit Sicherheit gezogen werden. Es folgt dies schon aus der Veränderung der Wellenlängen nach dem Doppler'schen Princip, welche den durch Temperatur hervorgebrachten gleichwerthig sind; wenn die Temperatur sehr klein wird, müssen die Wellenlängen in der Nähe des Maximums der spectralen Energievertheilung sehr grosse Werthe annehmen. Wenn nun in dem oben dargestellten Prozesse die schwarzen Körper sehr tiefe Temperatur besitzen sollen, so würde zwischen ihnen und dem Gas eine sehr grosse Temperaturdifferenz bestehen bleiben, weil das Gas nicht soweit abgekühlt werden darf, ohne die vorausgesetzten Eigenschaften des ideellen Gases zu verlieren. Da ausserdem für sehr kleine Werthe der Temperatur nach

dem Stefan'schen Gesetz die ausgestrahlte Energie verschwindend klein ist gegen den Betrag bei höherer Temperatur, so kann das sonst verschwindende Ausstrahlungsvermögen des Gases selbst und namentlich auch der dem Gase anliegenden diathermanen Platten, welche mit dem Gase gleiche Temperatur haben müssen, gegen die Energie der Strahlung in Betracht kommen.

Dass den Hertz'schen Schwingungen gegenüber die festen Körper als stetige Massen und nicht wie bei den Lichtschwingungen als Molecülgruppen wirken, ist bereits von Bjerknes¹⁾ ausgesprochen. Es können dann auch durch die Molecularbewegungen der Wärme keine Hertz'schen Wellen ausgesandt werden. Es mag aber schliesslich noch besonders hervorgehoben werden, dass aus unseren Betrachtungen keineswegs eine Unstetigkeit des Verhaltens der Strahlen verschiedener Wellenlänge folgt. Es sollte nur gezeigt werden, dass die Eigenschaften langer Wellen uns zu der Annahme führen, dass in der Wärmestrahlung durchaus nicht Strahlen *jeder* Wellenlänge vorhanden sind, sondern dass die Energiecurve, als Function der Wellenlänge dargestellt, auf der Seite der grossen Wellenlängen schon im endlichen Gebiet stetig auf unendlich kleine Werthe herabsinkt.

1) Bjerknes, Wied. Ann. 48. p. 593. 1893.

3. *Mechanisches Modell zur Erläuterung der Inductionsgesetze; von H. Ebert.*

Durch Maxwell ist gezeigt worden, dass die Bewegungen im electromagnetischen Felde eines galvanischen Stromes mechanisch zu dem Typus derjenigen Bewegungen gehören, die wir heute im Anschluss an von Helmholtz „einfache Cykelbewegungen“ nennen, d. h. zu jenen Bewegungen, welche aus einem System in sich zurücklaufender Bewegungen bestehen, für welche jedes System von Axenbewegungen, die miteinander in irgend einer Weise gekoppelt sind, ein weiteres Beispiel liefert.¹⁾ Daher ist es auch möglich, rein electrische Vorgänge durch verhältnissmässig sehr einfache mechanische Modelle nachzuahmen. Hr. Boltzmann weist in der von ihm gegebenen Einleitung zu dem Catalog der für Nürnberg 1892 geplanten mathematischen Ausstellung darauf hin, dass solche mechanische Interpretationen noch eine tiefere, als nur rein didaktische Bedeutung haben, da schliesslich all' unser Naturerkennen auf das Wiedererkennen der einfachen *mechanischen* Gesetze in den Erscheinungen hinausläuft. Er selbst hat in seinem schönen Buche über die Maxwell'sche Theorie eine ganze Reihe solcher Modelle mitgetheilt, u. a. eines, welches das mechanische Analogon der electrodynamischen und Inductionsvorgänge bildet.

Dieses „Bicykelmodell“ ist ausnehmend scharfsinnig ausgedacht, indess ist es ziemlich complicirt, wodurch seine An-

1) Vgl. Maxwell, Treatise II, Capitel V—VIII; Boltzmann, Vorlesungen p. 5 und a. a. Stellen desselben Buches, 1891; H. Ebert, Wied. Ann. 48. p. 1—7. 1893. Die von O. Lodge in seinem Buche: „Modern views of electricity“ im X. Capitel geschilderten mechanischen Modelle des electromagnetischen Feldes sind ebenfalls Monocykeln.

schaffung und sein Verständniss erschwert wird. Ich darf daher vielleicht ein einfacheres Modell beschreiben, welches ich zur Erläuterung der Inductionsgesetze ausgeführt habe. Das Modell ist eine Verbesserung eines von Maxwell selbst construirten, welches im Cavendish Laboratory zu Cambridge aufbewahrt wird und in der 3. Auflage des Treatise II am Ende des VII. Capitels beschrieben ist; die beiden Cykeln, aus denen es besteht und die die inducirende und die inducirte Strombewegung darstellen, sind bei seinem und dem hier zu beschreibenden Modell durch ein Kegelradgetriebe miteinander gekoppelt.

Fig. 1 zeigt den Apparat in perspectivischer Ansicht; Fig. 2 ist ein vertikaler Durchschnitt.

In den Lagern L_1 und L_2 , die von den Trägern T_1 und T_2 getragen werden, dreht sich die Axe A . Mit derselben sind fest verbunden: 1. das Schwungrad R , welches die Kurbel K (den Antriebspunkt) trägt; 2. die Scheibe S_1 ; 3. das Kegelrad N_1 und 4. der schwarze Zeiger Z_1 . In den Rand der Scheibe S_1 ist eine Nut eingedreht, in welche die Drahtschleife D_1 von der Feder F_1 verschieden stark hineingezogen werden kann,

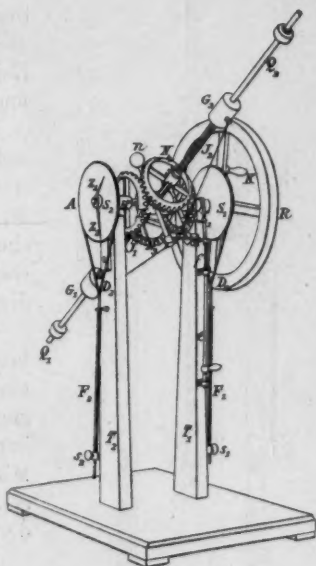


Fig. 1.

je nach der durch die Stellung der Schraube s_1 bestimmten Federspannung; hierdurch erfährt infolge gleitender Reibung die Scheibe S_1 bei der Drehung an ihrer Peripherie einen Widerstand W_1 . Die Axe A mit R , S_1 , N_1 und Z_1 bilden zusammen den ersten Cykel.

Auf dem linken Theile der Axe A sitzt, um diese frei beweglich, die Hülse H ; sie trägt: 1. das Kegelrad N_2 ; 2. die Scheibe S_2 mit dem auf ihr befestigten rothen Zeiger Z_2 . Die

Scheibe S_2 ist wie S_1 mit einer Bremsvorrichtung (D_2, F_2, s_2) versehen (Widerstand W_2). Die Hülse H mit N_3, S_2 und Z_2 bilden zusammen den zweiten Cykel.

Beide Cykeln sind durch einen einfachen Zwischenmechanismus miteinander in Beziehung gesetzt: um die Mitte der Axe A dreht sich frei das cylindrische Stück M . An diesem sind in gegenüberliegenden Punkten die Stangen Q_1 und Q_2 befestigt. Um diese drehen sich frei die Kegelhäder N_3 , resp. N_4 , welche in N_1 und N_2 eingreifen.

Durch Stellringe i , Fig. 2, welche auf die Axen aufgeschraubt sind, wird bewirkt, dass die Theile M, H und die vier einander gleichen Kegelhäder N sich um ihre resp. Axen drehen, aber nicht auf diesen verschieben können.

Durch diese Koppelung der beiden Cykeln wird den Stäben Q eine Winkelgeschwindigkeit in Bezug auf die Axe A ertheilt, welche immer gleich dem arithmetischen Mittel der beiden Winkel- (cyclischen) Geschwindigkeiten q_1 und q_2 der beiden einzelnen Cykeln ist.

Auf den Stäben Q_1 und Q_2 verschieben sich die Gewichte G_1 und G_2 ; je nach der Stellung derselben ist das Trägheitsmoment M des Zwischenmechanismus verschieden.

Die Anordnung ist so getroffen, dass man während der Drehung die Entfernung r der Gewichte von der Axe vergrößern und verkleinern und damit das Trägheitsmoment M verändern kann.

a) Um r während der Drehung vergrößern zu können, werden auf die Stäbe Q_1 und Q_2 die Federn J_1 und J_2 ge-

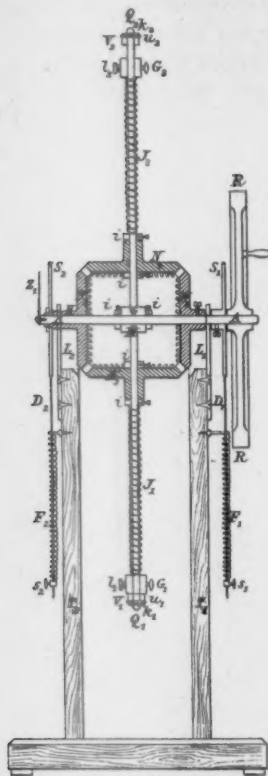


Fig. 2.

schoben (vgl. Fig. 3, in der der mittlere Theil des Apparates noch einmal besonders abgebildet ist; die um Q_1 und Q_2 drehbaren Kegelräder N_3 und N_4 sind nur durch punktirte Linien angedeutet), dann die Gewichte G_1 und G_2 , die mit Schrauben und Oesen versehen sind, zuletzt die Gummipolster V_1 und V_2 , die sich gegen die Unterlegscheiben u_1 und u_2 mit dahinter durch die Stäbe Q_1 und Q_2 gesteckten Stiften k_1 und k_2 legen.

Um das Ende des in M befestigten, senkrecht zu Q_1 und Q_2 stehenden Stabes a dreht sich der Hebel b mit den Stiften

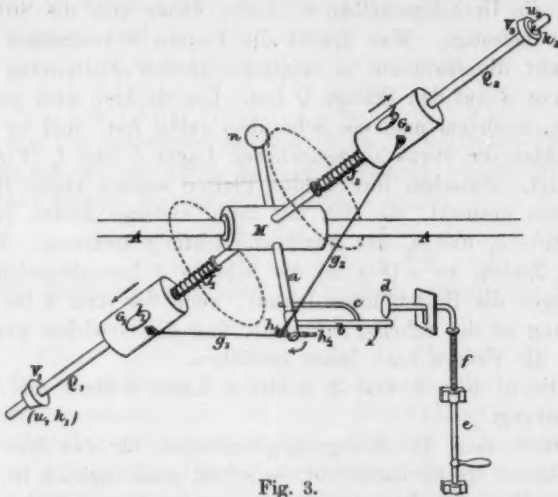


Fig. 3.

h_1 und h_2 . Man schiebt die Gewichte möglichst nahe an die Axen A heran, indem man die Federn J_1 und J_2 zusammen-drückt, schraubt sie fest, hängt die mit Haken und Schleifen versehenen Schnüre g_1 und g_2 mit ihren Haken in die Oesen der Gewichte und schiebt die Schleifen derselben über die Stifte h_1 und h_2 . Legt man dann den Hebel b hinter den mit a fest verbundenen Arm c , so kann man die Klemmschrauben der Gewichte lösen, ohne dass sie sich von ihren Orten auf den Stäben Q_1 und Q_2 entfernen.

Die Gewichte werden frei und durch die Federn J_1 und J_2 nach Aussen getrieben, sowie man gegen die nach oben

treibende Feder f die am Träger T_1 (Fig. 1) bewegliche Stange e und damit die Scheibe d nach unten zieht; denn dadurch wird b etwas nach unten gedrückt und gleitet von dem Ende des haltenden Stabes c ab. Die Auslösung erfolgt gleichgültig in welchem Sinne man dreht.

b) Soll r während der Drehung *verkleinert* werden, so nimmt man die Stifte h_1 und h_2 aus den Stangen Q_1 und Q_2 heraus, nimmt V , G und J ab, schiebt zunächst die Gummipolster V auf die Stäbe, dann die Gewichte G , von denen man die Schnüre entfernt, schliesslich die Federn J und hält diese durch die Unterlegscheiben u , hinter denen man die Stifte h wieder befestigt. Man drückt die Federn J zusammen und schraubt die Gewichte in möglichst grosser Entfernung von der Axe A auf den Stäben Q fest. Um sie hier auch zu erhalten, nachdem man die Schrauben gelöst hat, sind an den Gewichten die etwas ausgestochenen Lager l_1 und l_2 (Fig. 2) befestigt. Zwischen ihre beiden Platten werden kleine Holzstäbchen gesteckt, die sich mit ihren anderen Enden gegen die Stifte h_1 und h_2 der Auslösevorrichtung stemmen. Wird durch Ziehen an e (Fig. 3) die Scheibe d heruntergedrückt, so fliegen die Holzstäbchen heraus, wenn der Arm b bei der Drehung an die Scheibe d kommt, und die Gewichte werden durch die Federn nach Innen getrieben.

Die in Fig. 1 und 3 sichtbare Kugel n dient zur Ausbalancirung.¹⁾ —

Stellt man die Bewegungsgleichungen für den hier beschriebenen Mechanismus auf, so erhält man zugleich in einfachster Weise die Inductionsgesetze aus den Grundgleichungen der Mechanik in folgender Weise:

Sind (in v. Helmholtz'scher Bezeichnungweise) p_1 und p_2 die cyklischen Variablen, d. h. die Winkeldrehungen der beiden um dieselbe Axe drehbaren Systeme: (R, A, S_1, N_1, Z_1) und (N_2, H, S_2) ; $q_1 = (dp_1/dt)$ und $q_2 = (dp_2/dt)$ die cyklischen (Winkel-)Geschwindigkeiten, μ_1 und μ_2 die bezüglichlichen Trägheitsmomente, so sind die kinetischen Energien der beiden Cykel-

1) Dieser Dicykel (ich bilde das Wort Di- statt Bicykel nach Analogie von Mono- und Polycykel) wurde von Hrn. Böhner, Mechaniker des physikal. Instituts der Universität Erlangen gebaut und kostet 100 M.

bewegungen: $\frac{1}{2}\mu_1 q_1^2$ und $\frac{1}{2}\mu_2 q_2^2$. Sind m die Massen, r die Abstände der Gewichte G_1 und G_2 von der Axe, ist μ_3 das Trägheitsmoment aller übrigen Massen des Zwischenmechanismus (also von $M, Q_1, Q_2, N_3, N_4, V_1, V_2, a, b, c, k$), so ist das Gesamtträgheitsmoment des Zwischenmechanismus $M = \mu_3 + 2mr^2$. Die kinetische Energie, die in ihm angehäuft ist, ist $\frac{1}{2}M(q_1 + q_2)^2$ (vgl. p. 595). Die gesammte kinetische Energie des Systems ist

$$T = \frac{1}{2}Lq_1^2 + \frac{1}{2}Nq_2^2 + Mq_1q_2,$$

wenn wir setzen:

$$L = \mu_1 + \frac{1}{2}M, \quad N = \mu_2 + \frac{1}{2}M, \quad M = \frac{1}{2}M.$$

Die Momente sind:

$$(1a) \quad \begin{cases} s_1 = \partial T / \partial q_1 = Lq_1 & + Mq_2 \\ s_2 = \partial T / \partial q_2 = & Nq_2 + Mq_1. \end{cases}$$

Da die potentielle Energie Φ im vorliegenden Falle in Bezug auf die cyklischen Variablen constant ist, so gibt die Lagrange'sche Bewegungsgleichung:

$$P = -\frac{\partial(\Phi - T)}{\partial p} + \frac{d}{dt} \frac{\partial(\Phi - T)}{\partial q}$$

für die beiden an den cyklischen Variablen angreifenden Kräfte

$$(1b) \quad P_1 = -\frac{ds_1}{dt}; \quad P_2 = -\frac{ds_2}{dt}.$$

Die Gleichungen (1a) und (1b) umfassen die gesammten Inductionerscheinungen; es sind Maxwell's Gleichungen (Treatise II § 581—584, p. 226—228 der 3. Ausgabe), wo nur y_1' und y_2' für q_1 und q_2 geschrieben ist; q_1 ist identisch mit der Stromstärke des inducirenden, q_2 mit der des inducirten Stromes; P_1 und P_2 sind die in den entsprechenden Stromkreisen auftretenden electromotorischen Kräfte; L und N sind die Selbstinductionscoefficienten der beiden Stromkreise. M ist der Coefficient der wechselseitigen Induction.

Die Demonstration der Inductionsgesetze am Modell gestaltet sich dann folgendermaassen:

1. Die Gewichte G_1 und G_2 werden mittels der Schnüre g_1 und g_2 und des Hebels b in ihrer der Axe A nächsten Stellung festgehalten. Ist zunächst alles in Ruhe ($q_1 = 0$, $q_2 = 0$) und dreht man an der Kurbel K Fig. 1 (Kraft P_1), so tritt in dem zweiten Cykel eine Kraft

$$P_2 = - \frac{d(Mq_1)}{dt}$$

auf, welche den Zeiger Z_2 in Bewegung setzt. Die Grösse der Kraft ist durch die zeitliche Aenderung des Productes Mq_1 bestimmt.

2. Die Richtung der Kraft P_2 im Vergleich zu P_1 lässt sich durch die gegenseitige Bewegung der beiden Zeiger Z_1 und Z_2 bequem verfolgen; sie ist der von P_1 entgegengesetzt. In der That, wenn M constant ist (Gewichte fest), so ist P_2 negativ bei zunehmendem q_1 . Ist q_1 constant geworden, so ist $P_2 = 0$, der Zeiger Z_2 in Ruhe; wächst q_1 weiter, so tritt von neuem eine rückläufige Bewegung im zweiten Cykel auf (Induction eines entgegengesetzt gerichteten Stromes bei Entstehen und Verstärken eines Stromes).

3. Dreht man an K langsamer, so führt Z_2 eine der von Z_1 gleichgerichtete Bewegung aus. dq_1/dt ist negativ, P_2 positiv (Induction eines gleichgerichteten Stromes bei Schwächen oder Vergehen eines Stromes); die Stromstärke hängt caet. par. wieder nur von der zeitlichen Aenderung des Productes Mq_1 ab. Bei constantem M ist P_2 um so grösser, je stärker die Geschwindigkeitsänderungen dq_1/dt im ersten Cykel sind.

4. Man dreht mit constanter Winkelgeschwindigkeit; dann ist $q_2 = 0$ und

$$P_2 = - q_1 \frac{dM}{dt}.$$

Nun führt man in der p. 596 beschriebenen Weise die Auslösung herbei, die Gewichte G_1 und G_2 fliegen nach aussen (ihr Abstand r von der Axe wird grösser); der Zeiger Z_2 bewegt sich stark zurück. Die verhältnissmässig grosse Masse des Schwungrades R erleichtert dabei das unveränderte Drehen an K und sichert die Constanz von q_1 . Das Trägheitsmoment $M = \mu_3 + 2mr^2$ des Zwischenmechanismus und damit M ist grösser geworden. dM/dt ist also positiv, es musste also in der That eine Kraft im zweiten Cykel auftreten, welche der im ersten wirkenden entgegengesetzt gerichtet ist (Induction eines entgegengesetzt gerichteten Stromes bei Vergrössern des wechselseitigen Inductionscoefficienten z. B. durch Nähern der aufeinanderwirkenden Leiterkreise, Einschieben von Eisenkernen u. dgl.).

5. Der vorige Versuch wird bei verschiedenen Drehungsgeschwindigkeiten q_1 vorgenommen; die Wirkung ist um so grösser, je schneller gedreht wird (je grösser die primäre Stromstärke ist).

6) Man befestigt mittelst der Stäbe wie es p. 597 angegeben ist die Gewichte möglichst weit von der Axe entfernt, dreht wieder constant ($q_2 = 0$) und löst die Gewichte aus: der Zeiger Z_2 bewegt sich ein grosses Stück gleichsinnig mit der Bewegung im ersten Cykel. M und M haben abgenommen, einem negativen Werthe von dM/dt entspricht in der That eine positive Kraft (Induction eines gleichgerichteten Stromes bei Verkleinern des wechselseitigen Inductionscoefficienten z. B. durch Entfernen der aufeinanderwirkenden Leiterkreise).

7. Auch dieser Versuch wird zweckmässig bei verschiedenen Drehungsgeschwindigkeiten q_1 vorgenommen um das Wachsen und Abnehmen der Wirkung mit q_1 (mit der inducirenden Stromstärke) zu zeigen.

Ferner nimmt man die Versuche 4—7 bei Drehungen in beiderlei Sinn vor, um die Unabhängigkeit von der Richtung der inducirenden Bewegung zu erläutern.

8. Wiederholt man die Versuche 1—3, wenn die Gewichte G_1 und G_2 in ihrer der Axe A fernsten Stellung sich befinden, so ist jetzt M grösser als vorhin. Die Wirkungen sind grösser bei gleichen Aenderungen der primären Winkelgeschwindigkeit q_1 ($P_2 = -Mdq_1/dt$) bei dem grösseren Trägheitsmoment des Zwischenmechanismus (grössere electromotorische Kraft der Induction je grösser der wechselseitige Inductionscoefficient gemacht wird, z. B. durch Nähern der Spiralen, grössere Windungszahl, Sammeln der Kraftlinien durch geeignet angebrachte Eisenmassen.)

9. Man ersieht aus diesen Versuchen unmittelbar wie der Inductionscoefficient bei electricischen Vorgängen eine analoge Rolle spielt, wie das Trägheitsmoment bei mechanischen (daher werden rasch abklingende electricische Bewegungen, wie man sie u. A. zur Erzeugung Hertz'scher Oscillationen braucht, nur erhalten, wenn man Schliessungskreise von kleinen Selbstinductionscoefficienten anwendet etc.).

10. Die durch die Kräfte P_2 in den einzelnen Fällen in dem zweiten Cykel hervorgerufenen Bewegungen erlöschen ver-

hältnissmässig rasch in Folge der Reibung. Die Hauptwiderstände treten an den Peripherien der Scheiben S_1 und S_2 auf. Wir können sie durch Anziehen der Drahtschleifen beliebig verändern und mit ziemlicher Annäherung annehmen, dass sie der ersten Potenz der cyklischen Geschwindigkeit q_1 resp. q_2 proportional sind. Dann entsprechen diese Widerstände W_1 und W_2 vollkommen dem Ohm'schen Widerstände bei der Strombewegung.

Durch Aenderung der Stellungen der Schrauben s_1 und s_2 (Fig. 1) werden die beiden Cykel verschieden stark gebremst. Wiederholt man dann die Versuche 1—7, so ergeben sich die bekannten Beziehungen bei verschiedenen Widerständen im primären und secundären Bewegungskreise.

11. Oben haben wir immer nur den einzelnen Impuls, der an dem Zeiger Z_2 bemerkbar wurde, nach seiner ungefähren Grösse und Richtung (den Differentialstrom) in Betracht gezogen. Man kann aber auch die gesammte Zeigerbewegung bei verschieden schnellem Andrehen oder Anhalten des ersten Cykels (den Integralstrom) ins Auge fassen. Bei einiger Uebung gelingt es leicht, dieselbe Endgeschwindigkeit q_1 auf sehr verschiedene Weise zu erreichen (wobei man sich etwa durch den Takt eines daneben gestellten Metronoms unterstützen lässt), indem man z. B. erst die Geschwindigkeit rascher steigert und dann langsamer oder erst langsam, dann rasch etc. Noch leichter ist es eine gewisse Geschwindigkeit in verschiedener Weise zu vernichten; immer ist die Integralbewegung dieselbe. (Der Integralstrom hängt caet. par. nur von dem Unterschied des Anfangs- und Endwerthes der Stromstärke ab). Sie ist grösser bei kleinem Widerstand etc. —

Man sieht, wie man mit diesem relativ einfachen Apparate alle Gesetze der electrischen Induction durch die entsprechenden ganz analog verlaufenden und durch dieselben Gleichungen dargestellten mechanischen Vorgänge der Dicykelbewegung illustriren kann.

Erlangen, Phys. Inst. d. Univ., Februar 1893.

4. *Electrische Schwingungen molecularer Gebilde;* *von H. Ebert.*¹⁾

Die Auffassung, dass die optischen Erscheinungen ihrem Wesen nach electriche sind, bricht sich mehr und mehr Bahn, seit die Maxwell'sche Theorie auf dem Gebiete der Electricitätslehre das Uebergewicht errungen hat. Eine einfache Uebersetzung der ursprünglichen Maxwell'schen Feldgleichungen auf die von Lichtbewegungen durchsetzten Medien reichte freilich vielfach nicht aus, um die Erscheinungen vollkommen zu erklären; so boten sich Schwierigkeiten in allen den Fällen, wo die specielle Natur der Molecüle in Betracht kam.

Für eine Reihe von Phänomenen, so für die Absorptions- und Dispersionsercheinungen, genügte allerdings bereits eine Erweiterung der Maxwell'schen Feldgleichungen unter Zugrundelegung ganz allgemeiner Vorstellungen über die Beziehungen zwischen den schwingenden Molecülen und dem Aether, da diese Beziehungen hier erst eine Rolle bei der Bestimmung der Integrationsconstanten spielen.²⁾

Bei einer Reihe anderer Erscheinungen dagegen ist es nothwendig, von vornherein bestimmtere Vorstellungen über die Art der Betheiligung der kleinsten Theilchen an den electromagnetischen Vorgängen des Feldes sich zu bilden und in die Betrachtungen einzuführen. Ich möchte mir in dieser Beziehung erlauben, eine Anschauung zu entwickeln, die ich zum Theil schon in anderer Form vor zwei Jahren l. c. ausgesprochen habe. Dieselbe stützt sich auf bekannte That-sachen und möglichst einfache Voraussetzungen.

1. *Valenzladungen und Valenzschwingungen.* Dass die Molecüle, aus denen die Körper aufgebaut sind, electriche

1) Theilweise im Anzuge mitgetheilt in den Arch. de Genève (3) 25. p. 489 vom 15. Mai 1891.

2) Vgl. die Arbeiten von F. Koláček, Wied. Ann. 32. p. 224, 429. 1887; 34. p. 673. 1888; D. A. Goldhammer, ebd. 47. p. 93. 1892; H. v. Helmholtz, Berl. Ber. p. 1093. 1892; H. Ebert, Wied. Ann. 48. p. 1. 1893; P. Drude, ebd. 48. p. 536. 1893.

Kräfte auszuüben vermögen, wird durch die Electrolyse bewiesen, welche zeigt, dass jede Valenzstelle eines Atomes mit einer ganz bestimmten Quantität e positiver oder negativer Electricität geladen sein muss, mit der „Valenzladung“. ¹⁾ Die Grösse dieser Ladung berechnet Hr. F. Richarz ²⁾ aus den electrolytischen Bestimmungen der Hrn. F. und W. Kohlrausch zu

$$e = 12,9 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1};$$

Hr. G. J. Stoney ³⁾ gibt dieselbe Electricitätsmenge, das „electron“, zu rund

$$e = 3 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}$$

an, sich ebenfalls auf electrolytische Bestimmungen stützend. Hr. H. v. Helmholtz zeigte, dass die von diesen Ladungen ausgeübten electrischen Kräfte bei weitem unter den Atomkräften überwiegen. ⁴⁾ Daher werden die Molecule auch hauptsächlich durch die electrostatische Wirkung der + Ladung des einen und der - Ladung des anderen Bestandtheiles zusammengehalten.

Gewisse Erscheinungen lehren nun, dass diese electrischen Ladungen an verschiedenen Stellen desselben Atomes und namentlich an den Valenzstellen chemisch verschiedener Atome verschieden stark haften und ihnen je nach Umständen eine verschieden starke „Verschiebbarkeit“ zukommt; hierauf lassen sich vielleicht mit Armstrong z. B. auch die Erscheinungen der residuellen Affinität und der stabilen Molecularverbindungen zurückführen. ⁵⁾ Die Valenzladungen können sich also unter dem Einfluss von äusseren Kräften mehr oder weniger weit aus ihren Gleichgewichtslagen entfernen; dies muss bis zu einem gewissen Grade immer geschehen, wenn Atome oder zu Moleculen vereinigte Atomcomplexe in ihre gegenseitige Wirkungssphäre gerathen. Unter dem Einflusse der Wirkungen der Valenzladungen aufeinander stellt sich dann auf der freien Wegstrecke zwischen dem letzten und dem nächstfolgenden

1) Vgl. namentlich H. v. Helmholtz in der Faraday-Rede (1881). Vorträge und Reden. 2. p. 272. Braunschweig 1884.

2) F. Richarz, Sitzungsber. d. Niederrh. Ges. 12. Jan. 1891. p. 21.

3) G. Johnstone Stoney, Trans. Dubl. Soc. (2) 4. p. 563. 1891.

4) H. v. Helmholtz, l. c. p. 316.

5) Vgl. u. a. Henry E. Armstrong, Phil. Mag. (5) 25. p. 21. 1888.

Zusammenstosse der Gleichgewichtszustand zum Theil wieder her, im allgemeinen aber erst nach einer grösseren oder geringeren Zahl von „Schwingungen“.

Beim nächsten Zusammenstoss, bei dem im allgemeinen die Verschiebung noch einen gewissen von Null verschiedenen Werth hat, werden diese Schwingungen wieder neu angeregt etc.

Die Verschiebungen der Valenzladungen haben also Schwingungen derselben zur Folge. Dadurch, dass die Ladungen derselben im Molecül ihre Lage verändern, wird das geändert, was man das „electrische Moment des Molecüls“ nennen kann; denn positive und negative Ladungen werden abwechselnd in verschiedene Entfernungen von einander gebracht. Bewegen sich aber electrische Quantitäten periodisch relativ zum Aether, so rufen sie in diesem entsprechende Wellen electromagnetischer Strahlung hervor. Hierdurch ist ganz allgemein ein Zusammenhang hergestellt zwischen periodischen Vorgängen im Molecül und im Aether, auch wenn wir die electrische Auffassung zu Grunde legen.

Wir wollen zunächst zeigen, dass die durch die periodischen electrischen Molecülladungen hervorgerufenen Aetherbewegungen immer aufgefasst werden können als herrührend von einem System einfacher Hertz'scher Schwingungen.

2. *Oscillatoren von molecularen Dimensionen.* Die electrischen Polarisationszustände des Aethers gemessen durch die ihnen entsprechenden electrischen Momente an jeder Stelle des Raumes sind durch eine nach Ort und Zeit veränderliche Richtungsgrösse, durch einen Vector bestimmt¹⁾; wir können annehmen, dass auch bei den wechselnden electrischen Zuständen des Molecüls einige Richtungen vor anderen ausgezeichnet sind, auch bei ihnen sind also die electrischen Zustände durch Vektoren $ix + jy + kz$ darstellbar. Hier sind x, y, z im allgemeinen periodische Functionen der Zeit, z. B. solche, dass die betreffenden Vektoren Rotationen ausführen. Alle zu einem Molecül gehörigen Vektoren können wir zu einem einzigen $iX + jY + kZ$ zusammensetzen, welcher dann das electrische Gesamtmoment des Molecüls darstellt.

1) Vgl. H. Hertz, Wied. Ann. 40. p. 580. 1890 oder Untersuchungen p. 211. 1892.

Dieser „Molecülvector“ erfährt infolge der Valenzschwingungen periodische Aenderungen, welche namentlich bei zusammengesetzteren Molecülen sehr complicirt sind; sie hängen von der Natur der vereinigten Atome sowie der Art ihrer Verkettung, kurz der Natur der Substanz ab.

Wir beschränken unsere Betrachtungen auf die Vorgänge, die sich in dem Molecül abspielen, während es sich auf seiner freien Wegstrecke befindet; dann können wir die periodischen Veränderungen in ihm immer durch eine endliche oder unendliche Summe einzelner harmonischer Aenderungen, d. h. durch eine Fourier'sche Reihe darstellen.

Dabei lassen wir dahingestellt, ob diese Entwicklung noch convergiren würde, falls wir sie auch über die Zeit des Zusammenstosses hinaus erstrecken wollten, was eine unbegrenzte Interferenzfähigkeit der emittirten Schwingungen zur Folge haben würde. Denn dann würden wir immer aus dem zu einem sehr langen Spectrum ausgebreiteten Gesamttlichte so schmale Spectralbezirke ausblenden können, dass die erhaltenen Elemente der gesammten Strahlung homogen genug wären, immer wieder Interferenzerscheinungen zu liefern selbst bei noch so hohen Gangunterschieden. In diesem Falle würde aber der Begriff der Cohärenz der Strahlen gegenstandslos werden, und man müsste, wenn man nur genügend starke Dispersionen anwendet, auch von zwei verschiedenen Lichtquellen Interferenzerscheinungen erhalten.

Es sei $\varepsilon \cdot \sin \pi t/T$ ein Glied dieser Entwicklung, welches der Periode T entspricht. Ein solches Element des Schwingungszustandes stellt sich also als Moment in der Richtung des electrischen Molecülvectors dar, welches zwischen den extremen Werthen $-\varepsilon$ und $+\varepsilon$ harmonisch hin- und herschwankt; es ruft eine electriche Aetherschwingung von der Periode T hervor, welche zu einer ganz bestimmten Spectrallinie Veranlassung gibt.

Ein besonders einfaches Beispiel stellt ein aus zwei entgegengesetzt geladenen Atomen bestehendes Molecül, z. B. das Molecül (ClH) dar. Nach der hier vorgetragenen Anschauung
 $\begin{array}{c} - \quad + \\ \text{strahlt dasselbe, weil sich die in ihm enthaltenen Valenz-} \\ \text{ladungen } +e \text{ und } -e \text{ periodisch verschieben. Dass es über-} \end{array}$

haupt strahlt, zeigen die Versuche über die strahlende Wärme der Gase, wenn es auch bis jetzt noch nicht gelungen zu sein scheint, lediglich durch Temperaturerhöhung ein unzersetztes Gas zum Aussenden von Lichtstrahlen zu bringen.¹⁾

In dem Momente ϵ ist also der eine Factor die Ladung e , der andere ist die maximale Entfernung, welche die beiden Ladungen bei der Schwingung von einander annehmen können. Eine obere Grenze hierfür ist offenbar der Molecüldurchmesser, definirt als Durchmesser der Wirkungssphäre des Molecüls. Setzen wir also $\epsilon = ed$, so erhalten wir einen oberen Grenzwert für das Moment.

Im allgemeinen ist $\epsilon = k.ed$, wo k ein Factor kleiner als 1 ist, dessen Werth davon abhängt, wie sich die Verschiebungen auf dem Molecül vertheilen; setzen wir ihn $= 1$, so erhalten wir den oberen Grenzwert; bei Berechnung der Grössenordnung der hier auftretenden Grössen können wir dies offenbar immer thun, da dieselbe hierdurch nicht wesentlich geändert wird. Unter dieser Voraussetzung kommen wir dann zu folgendem einfachen Bilde des electrischen Vorganges im Molecül.

Wir haben ein Gebilde von molecularen Dimensionen, auf dem sich die Electricitätsmengen $+e$ und $-e$ so nach dem Gesetze $\sin \pi t/T$ hin- und herbewegen, dass sie abwechselnd zusammenliegen und sich in ihrer Wirkung nach aussen vollkommen aufheben, sich dann von einander entfernen und im Maximum die Enden der Strecke d bis zu $+e$ resp. $-e$ laden etc., kurz, wir haben einen electrischen Doppel-

1) Nach Salet leuchtet Joddampf, wenn er erhitzt wird und gibt ein Emissionsspectrum, welches genau dem Absorptionsspectrum entspricht (Salet, Spectroskopie p. 373, Paris 1888). Wenn man auch hier die mit steigender Temperatur sich vollziehende Dissociation des Joddampfes als Ursache der Lichtemission heranziehen könnte, so zeigt doch die Wärmestrahlung der Gase, dass jedenfalls kein principieller Grund dagegen spricht, dass nicht gelegentlich die Temperaturerhöhung so weit getrieben werden kann, dass auch Strahlen kürzerer Perioden in genügender Menge ausgestrahlt werden. Den Schluss, den Hr. E. Pringsheim aus seinen schönen Versuchen zieht (Wied. Ann. 45. p. 428. 1892): „Die Annahme, dass leuchtende Gase durch blosser Temperaturerhöhung leuchten können, ist eine weder aus experimentellen, noch aus theoretischen Gründen nothwendige Hypothese“, scheint mir daher in dieser Allgemeinheit etwas zu weitgehend.

punkt, dessen Moment $ed \sin \pi t/T$ mit der Periode T zwischen den extremen Werthen $+ed$ und $-ed$ harmonisch hin- und herschwankt. Hr. H. Hertz hat nachgewiesen, dass eine Electricitätsbewegung, wie die hier geschilderte, den allgemeinen Feldgleichungen der Maxwell'schen Theorie genügt und hat die Vertheilung der electricischen und magnetischen Kräfte in der Umgebung einer solchen „geradlinigen electricischen Schwingung“ untersucht. Experimentell können wir den Vorgang im grossen durch einen Oscillator nachahmen, wie er in den verschiedensten Formen neuerdings so vielfach zur Erzeugung und zum Studium electromagnetischer Wellen, deren Länge nach Metern misst, verwendet wird.

Statt mit einem Oscillator kann man das Molecül auch mit einem polarisirten Theilchen vergleichen, an dessen um die Strecke d entfernte Enden abwechselnd die Electricitätsmengen $+e$ und $-e$ verschoben werden. Diese Vorstellung legt Hr. H. v. Helmholtz seinen Betrachtungen zu Grunde.¹⁾

Hr. Hertz hat gezeigt, dass die Energie, welche bei einer solchen electricischen Schwingung auf den umgebenden Aether übertragen wird und als Welle fortwandert, für jede Halbschwingung gleich ist

$$(1) \quad \pi^4 e^2 d^2 / 3 \lambda^2,$$

wo λ die Länge der entsprechenden Welle ist. Unter Halbperiode ist hier die Zeit von einer maximalen Elongation bis zur nächsten zu verstehen.

Da e nur im Quadrat vorkommt, so macht es keinen Unterschied, wenn bei dem Molecül $+e$ immer nach der einen $-e$ nach der anderen verschoben wird, bei dem Oscillator dagegen dasselbe Ende abwechselnd mit $+e$ und $-e$ geladen erscheint.

Bei einem einzelnen Atom kann man ebensogut von Valenzschwingungen sprechen; da es nur *eine* Ladung von bestimmtem Vorzeichen hat, so ist es etwa mit einem Hertz'schen Oscillator zu vergleichen, dessen eine Seite zur Erde abgeleitet ist. Schwankt z. B. die Ladung $+e$ von einem Ende eines Durchmessers zum anderen und zurück, so wäre das Atom unter besonders einfachen Verhältnissen einem Oscillator zu vergleichen, dessen

1) H. v. Helmholtz, Wied. Ann. 48. p. 391 u. 392.

Enden abwechselnd bis zur Höhe $+\frac{1}{2}e$ und $-\frac{1}{2}e$ geladen werden. Hier würde der oben (p. 655) eingeführte Factor k , also selbst in dem Falle $=\frac{1}{2}$ zu setzen sein, wo die Schwingung sich über den ganzen Durchmesser erstrecken würde. Bei dem weiter unten zu behandelnden Beispiele des leuchtenden Natriumatoms, welches diesem Specialfalle schon ziemlich nahe kommen dürfte, setzen wir aber k ebenfalls gleich 1, da es uns hier nur auf Festhaltung der Grössenordnung ankommt.

3. *Numerische Controlle; Berechnung der Valenzladungen aus Strahlungserscheinungen.* Wir werden weiter unten sehen, wie die hier gegebene Auffassung der molecularen Leuchtbewegungen als Hertz'sche electrische Schwingungen eines sehr kleinen Oscillators qualitativ eine Reihe optischer Erscheinungen ungezwungen erklären lässt. Zunächst möchte ich aber zeigen, dass auch in quantitativer Hinsicht diese Auffassung den Thatsachen genügt. Eine Controlle unserer Annahme besteht offenbar darin, dass wir aus gemessenen Werthen der Strahlung mit Hilfe des aus der kinetischen Gastheorie wenigstens der Grössenordnung nach bekannten Moleculardurchmessers nach der Hertz'schen Strahlungsformel (1) die schwingende Electricitätsmenge e berechnen; wir müssen dabei auf eine Zahl geführt werden, welche der Grössenordnung nach mit den aus der Electrolyse gewonnenen, oben p. 657 angeführten Werthen übereinstimmt, aber kleiner als diese ist. Denn da in die Strahlungsformel eine Potenz des Productes von e und d eingeht, so muss e zu klein gefunden werden, wenn wir d zu gross annehmen. Nun ist der Durchmesser der Wirkungssphäre d , wie erwähnt, nur der obere Grenzwert für die Valenzverschiebungen; berechnen wir also e aus der gegebenen Strahlung unter Einführung dieses oberen Grenzwertes für die Valenzverschiebungen, so müssen wir kleinere Werthe, als die Electrolyse gibt, erhalten.

Eine solche Rechnung bei dem Beispiele eines in der Bunsenflamme verdampften Natriumsalzes wirklich durchzuführen, gestatten die von Hrn. E. Wiedemann für die bei diesem Leuchtprocess auftretende Strahlung bestimmten absoluten Werthe. Da wir sowohl hier wie weiter unten eine Reihe von Begriffen und Formeln brauchen, welche derselbe

für die „Mechanik des Leuchtens“ aufgestellt hat ¹⁾, möchte ich dieselben hier kurz recapituliren: Die Strahlungsintensität i für eine gewisse Wellenlänge hängt ab a) von der Energiezufuhr, welche die die Strahlung bedingenden intramolecularen Bewegungen erfährt, z. B. beim Zusammenstosse aus dem Energievorrathe der translatorischen, d. h. der Wärmebewegungen des Körpers, b) von der Schnelligkeit, mit welcher diese intramolecularen Bewegungen abklingen, in der Weise, dass

$$(2) \quad i = \frac{1}{b} (\varphi - C e^{-b t})$$

ist, wenn φ das Verhältniss der durch die Energiezufuhr bedingten Intensitätsänderung zu dem Zeitelement dt ist, in dem sie sich vollzieht, b die für die „Abklingung“ maassgebende Constante, offenbar der reciproke Werth der Zeit, in welcher die Einheit der Intensität abgegeben wird, wenn der strahlende Körper auf der Intensität Eins erhalten wird. Unter Intensität der Strahlung ist hier die Energiemenge E verstanden, welche die von den Körpermoleculen ausgehenden Lichtschwingungen mit sich führen, ebenso unter Intensität der Leuchtbewegungen ihre Energie.

Für b findet Hr. E. Wiedemann nach verschiedenen Methoden 10^8 oder Zahlen, die doch etwa in dieser Grössenordnung liegen (l. c. p. 233 ff.). Wenn man von der Erneuerung der intramolecularen Bewegungsenergie absieht und sein Augenmerk nur auf die Umwandlung derselben in Strahlung richtet, also $\varphi = 0$ setzt, so erhält man aus (2) für das „sich selbst überlassene Molecül“

$$(3) \quad E = E_0 e^{-b t},$$

wo E_0 den Anfangswerth der intramolecularen Energie bezeichnet und die Zeit von dem Momente an gerechnet ist, in dem man die Energiezufuhr als abgeschnitten betrachtet. Die Energieabgabe ist wesentlich durch die Constante b bestimmt; dieselbe erscheint hier als das Reciproke der Zeit, in der der anfangs vorhandene intramoleculare auf Strahlung verwendete Energievorrath auf seinen e ten Theil herabgesunken ist.

Endlich wird ein wichtiger Begriff erhalten, wenn man nach dem Betrage des in einem Molecül überhaupt in Strah-

1) E. Wiedemann, Wied. Ann. 37. p. 177. 1889.

lung verwandelbaren Energievorrathes fragt. Hr. E. Wiedemann hat diesen Betrag den „Leuchtenergieinhalt L “ genannt. Wir erhalten ihn, wenn wir die gesammte Strahlung addiren, welche von dem Molecül ausgeht, wenn es ohne Neuzufuhr von Energie aus seinem augenblicklichen Schwingungszustand sich selbst überlassen, allmählich in den der Ruhe übergeht; nach unendlich langer Zeit muss sich das vollzogen haben und wir erhalten:

$$(4) \quad L = \int_0^{\infty} E_0 e^{-bt} dt = \frac{E_0}{b}$$

Auch diese Grössen hat Hr. E. Wiedemann für verschiedene Fälle numerisch in absolutem Maasse bestimmt. So wurde für Natrium $L = 3,2 \cdot 10^{-5}$ Grammcalthorien oder in Ergs umgerechnet: $L = 1,34 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2}$ gefunden.

Wir wollen nun mit Hülfe dieser Zahlen die oben ange deutete Rechnung für das Natrium durchführen und zwar nach zwei verschiedenen Methoden, von denen die eine eine Schätzung der oberen Grenze der Interferenzfähigkeit des gelben Natriumlichtes benutzt, die andere dagegen nur Zahlen einführt, welche durch directe Messungen erhalten worden sind:

a) Wir bringen Na Cl in die Flamme eines Bunsenbrenners. Die während jeder halben Schwingung von jedem einzelnen Molecül nach allen Seiten hin ausgestrahlte Energiemenge ist nach Formel (1) p. 656:

$$\pi^4 e^2 d^2 / (3 \lambda^3) \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2},$$

und die von einem Gramm ausgestrahlte Menge

$$S = \pi^4 N e^2 d^2 / (3 \lambda^3) \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2},$$

wenn N die Zahl der Molecüle in der Gewichtseinheit bedeutet.

Das Licht der gelben Natriumlinien ist noch interferenzfähig bei Gangunterschieden von 200 000 Wellenlängen. Nach ebenso vielen Schwingungen muss die Energie der Oscillationen zahlreicher Molecüle des leuchtenden Natriumdampfes noch einen solchen Betrag haben, dass sie mit den um 200 000 Perioden früher ausgegangenen Strahlen noch deutliche Interferenzerscheinungen hervorrufen können. Nehmen wir also mit Hrn. E. Wiedemann an, dass nach 400 000 halben Schwingungen

die Energie nur auf die Hälfte ihres ursprünglichen Werthes herabgesunken sei, so ist

$$(5) \quad 4 \cdot 10^6 S = \frac{1}{2} L,$$

wo L , der Leuchtenergieinhalt pro Gramm Natrium am Anfang der genannten Zeit gleich $1,34 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2}$ ist. Mit Rücksicht auf die Gleichung (5) ergibt sich hieraus $S = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2}$. Nun ist $N = 6 \cdot 10^{20}$ (vgl. E. Wiedemann l. c. p. 213, wo das Gewicht des Natriumatoms zu $1,7 \cdot 10^{-21} \text{ g}$ angegeben ist), $d = 10^{-8} \text{ cm}$ und $\lambda = 6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, folglich

$$e = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}.$$

Die Electrolyse gibt (vgl. p. 652)

$$e = 12,9 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1},$$

also in der That einen etwas grösseren, aber in der Grössenordnung noch vollkommen mit dem Unserigen übereinstimmenden Werth. Die hier durchgeführte, schon in der früheren Arbeit mitgetheilte, Rechnung benutzt eine Annahme über die obere Grenze der Interferenzfähigkeit des Natriumlichtes, welche einigermaassen hypothetisch erscheinen kann mit Rücksicht darauf, dass diese Grenze experimentell äusserst schwierig festzustellen ist; auch theoretisch ist die Frage noch als offen betrachtet worden, ob man bei immer weiter gesteigerter Dispersion des die Schwingungen auseinanderlegenden Apparates die Gangunterschiede bei hohen Interferenzen nicht immer weiter werde treiben können (vgl. w. o. p. 654). Ausserdem wurde d während der hier betrachteten Zeit, die zur Ausstrahlung nothwendig ist, constant gesetzt, was in erster Annäherung zur Berechnung der Grössenordnung als erlaubt gelten kann, da ja die Einführung von d überhaupt nur einen oberen Grenzwert zu berechnen gestattet. Streng gültig ist aber diese Annahme nicht. Es war daher wünschenswerth, die Rechnung noch auf einem ganz anderen Wege und auf gänzlich einwurfsfreien Grundlagen zu wiederholen. Das Mittel hierfür gibt die von Hrn. E. Wiedemann für den „Leuchtenergieinhalt L “ abgeleitete Formel (4), die weiter unten auch vom Standpunkte der electromagnetischen Lichttheorie abgeleitet werden wird.

b) Nach Formel (4) ist $L = E_0/b$, d. h. der gesammte

in einem Molecül oder Atom zu irgend einer Zeit vorhandene und während der ungestörten Bewegung derselben als Strahlung erscheinende Betrag an Energie ist proportional der anfänglichen Strahlungsintensität und umgekehrt proportional der Abklingungsconstante b , welche die Dimension einer reciproken Zeit hat. Hierbei ist unter E_0 diejenige Energiemenge zu verstehen, welche in einer Secunde ausgestrahlt werden würde, wenn die Leuchtbewegungen durch irgend welches Mittel in derjenigen Intensität erhalten werden könnten, welche sie im Anfange des Strahlungsvorganges besaßen. Im Anfange des Processes ist die Strahlungsintensität eines Grammes Natriumdampfes gleich S ; da das Natriumatom insofern, als es zur Entstehung der von uns hier allein in Betracht gezogenen gelben Linie Veranlassung gibt, 10^{15} halbe Schwingungen in der Secunde ausführt, so ist bei uns $E_0 = 10^{15} S$. Wir haben also

$$e^2 \frac{10^{15} \pi^4 N d^2}{3 \lambda^2 \cdot b} \text{ cm}^3 \text{ g sec}^{-2} \frac{\text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^2}{\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}} = L \text{ cm}^3 \text{ g sec}^{-2}.$$

Setzen wir die oben angeführten Zahlen ein, so erhalten wir

$$e = 0,15 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1},$$

also einen Werth, der in der Grössenordnung mit dem vorigen übereinstimmt; der Sinn der Abweichung von dem aus der Electrolyse gewonnenen Werthe ist ebenfalls richtig; wir werden zu einem kleineren Werthe geführt, wie zu erwarten war.

Wir haben für b hierbei den Werth 10^8 zu Grunde gelegt; nach Hrn. E. Wiedemann ist $b < 10^9$ und $> 10^7$ (l. c. p. 234); eine geringe Unsicherheit in diesem Werthe macht nicht viel aus, da e im Quadrat in der Abklingungsformel auftritt. Aus diesen Berechnungen folgt also: *Mag man die Strahlungserscheinungen auf elastische Kräfte zurückführen, wo dann die materiellen Theile der Molecüle und Atome periodische Bewegungen ausführen, oder mag man sie auf electrische Kräfte zurückführen, wo dann die mit den Atomen verbundenen electrischen Valenzladungen das sich Bewegende sind, immer wird man auf dieselbe Grössenordnung der hierbei beteiligten Factoren geführt, sodass die electromagnetische Lichttheorie im Stande ist, nicht nur in qualitativer, sondern auch in*

*quantitativer Beziehung vollkommen von den Erscheinungen der Mechanik des Leuchtens Rechenschaft zu geben.*¹⁾

4. *Electrische und mechanische Auffassung der Leuchterscheinungen.* Der Grund dafür, dass wir die hier angedeutete electricische Auffassung der Leuchtprocesse an Stelle der gewöhnlichen mechanischen setzen können, ohne mit der Grössenordnung der in Frage kommenden Factoren in Widerspruch zu gerathen, liegt in der Grössenordnung der hierzu erforderlichen Electricitätsmengen einerseits und der bei den Leuchtprocessen beteiligten Massen andererseits. Hr. E. Wiedemann hat nachgewiesen, dass es bei den Leuchtprocessen nicht Schwingungen in den Aetherhüllen der Molecüle und Atome sein können, welche wir als Sitz der Energie, welche allmählich bei dem Strahlungsvorgang in den umgebenden Raum übergeht, betrachten dürfen, weil die bewegten Massen des Aethers viel zu klein ausfallen würden, um die Grösse der thatsächlich in der Energie der Strahlung wiedergefundenen kinetischen Energie zu erklären. Er zeigte, dass das Schwingende vielmehr von der Grössenordnung desjenigen Factors sein müsste, der als Masse in den Bewegungsgleichungen auftritt, dass es also in der Sprache der elastisch-mechanischen Optik die materiellen Molecüle selbst sein müssten, welche sich deformiren und durch ihre Schwingungen, als primäre secundär zu den Lichtschwingungen des umgebenden Aethers Veranlassung geben. Im Sinne der hier ausgeführten Uebertragung der Ergebnisse der electromagnetischen Lichttheorie auf die einzelnen Molecüle sind oscillirende Ladungen mit freier Electricität das Schwingende. Dass wir hierbei nur verhältnissmässig kleine Ladungen brauchen,

1) In einem am 21. März 1890 in der Royal Institution gehaltenen Vortrage über electromagnetische Strahlung gibt Hr. G. F. Fitzgerald (p. 5 u. vgl. auch Beibl. 17. p. 359. 1893) an, dass „die mögliche strahlende Kraft eines Atoms, wenn wir sie in der Voraussetzung berechnen, dass die Atomladung längs des Atomdurchmessers oscillire, billionenmal grösser sein kann, als Hr. E. Wiedemann für die Strahlung eines Natriumatoms im Bunsenbrenner gefunden hat.“ Leider fehlt jede nähere Angabe, sowohl über die Voraussetzungen, die sonst dieser Rechnung zu Grunde gelegt sind, als auch über diese selbst, sodass ein Vergleich mit der hier durchgeführten Berechnung, die auf keine derartigen Widersprüche führt, unmöglich ist.

deren Grösse mit anderen Erscheinungen z. B. denen der Electrolyse im Einklang steht, hat darin seinen Grund, dass für die hier in Frage kommenden Erscheinungen sehr kleine Electricitätsmengen schon grossen ponderablen Massen äquivalent sind, gerade so, wie die electrostatische Wirkung der Valenzladungen der gravitirenden Wirkung von ponderablen Massen aufeinander entspricht, die viele mal grösser sind als die materiellen Träger der Valenzladungen selbst.¹⁾

Diese electrische Auffassung der Leuchterscheinungen hat vor der gewöhnlichen viele nicht unwesentliche Vortheile. Wir entgehen bei ihr z. B. einer Reihe von Schwierigkeiten, welche bei der elastischen Optik auftreten. Zunächst ist es schwierig, sich vorzustellen, dass das Atom, welches allen chemischen Eingriffen widersteht, gleichzeitig einen solchen Grad von Elasticität haben soll, dass es den häufig sehr verwickelten Schwingungscomplex liefern kann, der uns in dem Spectrum entgegentritt. Diese Schwierigkeit ist besonders gross bei den Metallen, die fast alle sehr complicirte und linienreiche Spectra liefern, und von denen sich andererseits nachweisen lässt, dass sie im Dampfzustande wohl alle in ihre einzelnen Atome zerfallen sind, wie dies für Hg und Cd schon länger bekannt war.

Ferner würde, worauf u. a. Lord Kelvin (Sir W. Thomson) hinweist, bei Atomen von so grosser Elasticität, dass wir ihren elastischen Deformationen die Spectra zuschreiben könnten, sehr bald die ganze translatorische Energie eines Gases in oscillatorische Energie der Molecüle, und zwar von immer höherer Schwingungszahl umgewandelt werden.²⁾

5. *Grundgleichungen der Mechanik des Leuchtens vom Standpunkte der electromagnetischen Lichttheorie aus.* Wir wollen nun untersuchen, welche Bedeutung die oben definirten, die Leuchtprocesse bestimmenden Grössen, also namentlich die Abklingconstante b , in der electrischen Theorie haben und wie sich auch hier die Grundgleichungen der Mechanik des Leuchtens (p. 658) ergeben.

1) Vgl. H. v. Helmholtz, Vorträge und Reden 2. p. 316.

2) Sir William Thomson, Constitution of matter, p. 231. Nature Series. London 1889.

Die Hertz'sche Theorie gibt unmittelbar für eine sich selbst überlassene electrische Kraftcomponente X die Gleichung

$$(6) \quad \epsilon \frac{dX}{dt} = -4\pi\lambda X. {}^1)$$

Hier ist ϵ eine reine Zahl, die dielectrische Polarisirbarkeit des Mediums charakterisirend, und λ „die spezifische electrostatisch gemessene Leitfähigkeit des Körpers“, von der Dimension einer reciproken Zeit. Aus (6) folgt unmittelbar

$$(7a) \quad X = X_0 e^{-\frac{4\pi\lambda}{\epsilon}t};$$

führen wir statt der Kräfte die ihnen proportionalen Polarisationen²⁾ ein, so erhalten wir

$$(7b) \quad \mathfrak{X} = \mathfrak{X}_0 e^{-\frac{4\pi\lambda}{\epsilon}t},$$

Relationen, die unmittelbar mit der Gleichung (3) p. 658 vergleichbar sind. Dort waren E_0 und E die zur Zeit $t=0$ und $t=t$ im Molecül vorhandenen in Strahlung umwandelbaren Energiemengen der elastischen Deformationen, hier stehen die die Lage der Valenzladungen bestimmenden Kräfte zur Zeit $t=0$ und $t=t$, bez. die Momente der dielectrischen Polarisationen der leuchtenden Theilchen in demselben Zusammenhange. An Stelle der Abklingungsconstante b ist hier der Ausdruck $4\pi\lambda/\epsilon$ getreten; dies ist das Reciproke der Zeit, in der die sich selbst überlassene Kraft auf den ϵ ten Theil ihres Anfangswerthes herabsinkt, die sog. „Relaxationszeit“.

Auch bei der älteren, Maxwell'schen Fassung der Theorie, wo die Vorgänge der dielectrischen Polarisation und der electrischen Leitung zunächst gesondert zum Ausdruck gebracht werden, und die gesammte electrische Bewegung dann durch Superposition beider erhalten wird, gelangt man zu denselben Beziehungen:

Bei der absoluten Nulltemperatur liegen alle Valenzladungen in ihren Gleichgewichtslagen fest. Steigt die Temperatur, so entsteht Bewegung der einzelnen Ladungen gegeneinander, sie werden aus ihren Gleichgewichtslagen gestossen, Verschiebungen der Valenzladungen treten ein. Es sei \mathfrak{D} der

1) Hertz, Wied. Ann. 40. p. 587. 1890 und Untersuch. p. 218.

2) Hertz, Wied. Ann. 40. p. 592 bez. Untersuch. p. 223.

Vector dieser Verschiebungen mit den von Ort zu Ort variablen Componenten f, g, h . Die Valenzladungen üben Kräfte aufeinander aus; die Componenten f, g, h sind in der Maxwell'schen Theorie mit den Componenten P, Q, R der electrischen Gesamtkraft durch die Gleichungen:

$$(8) \quad f = \frac{K}{4\pi} P, \quad g = \frac{K}{4\pi} Q, \quad h = \frac{K}{4\pi} R$$

verbunden (K Dielectricitätsconstante). Für die in Strahlung umwandelbare electrische innere Energie kommen nur die in jedem Augenblick vorhandenen Verschiebungen der Valenzladungen gegen einander in Betracht. Dem E der elastischen Auffassung in Formel (3) entspricht hier also die Raumvariation des Vectors \mathfrak{D} , d. h.

$$(9) \quad H = -S(\nabla \mathfrak{D}),$$

wo ∇ die Vektorenoperation

$$i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}$$

bezeichnet.¹⁾ Dies ist nichts anderes als des Ausdruck

$$(9a) \quad H = \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z},$$

d. h. die „wahre räumliche Dichte der Electricität“.

Zu demselben Resultate gelangt man auch, wenn man von vornherein von dem specielleren Bilde eines dielectrisch polarisirten kleinsten Theilchens ausgeht, wie es z. B. H. v. Helmholtz in der oben citirten Arbeit p. 391 (vgl. p. 656) thut.

Es erübrigt nur noch, zu zeigen, dass für diese Grösse auch aus der Maxwell'schen Theorie eine analoge Gleichung wie (3) folgt. Für die Electricitätsbewegung gibt die Theorie ganz allgemein

$$u = CP + K/4\pi \cdot dP/dt, \quad v = CQ + K/4\pi \cdot dQ/dt,$$

$$w = CR + K/4\pi \cdot dR/dt,$$

wo C die Leitfähigkeit ist. Da die Componenten u, v, w der Continuitätsgleichung $\partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z = 0$ genügen müssen, so erhalten wir durch Differentiiren und Addiren mit Rücksicht auf (8)

1) Maxwell, Treatise 2. § 619. p. 240 d. 2. Ausgabe 1881.

$$0 = 4\pi C/K(\partial f/\partial x + \partial g/\partial y + \partial h/\partial z) + d/dt(\partial f/\partial x + \partial g/\partial y + \partial h/\partial z),$$

oder mit Rücksicht auf die Bedeutung der Klammerausdrücke nach (9a):

$$(10a) \quad H = H_0 e^{-\frac{4\pi C}{K}t}$$

und den Leuchtenergieinhalt wie oben:

$$L = H_0/b, \quad b = 4\pi C/K;$$

b ist also wieder gleich der Relaxationszeit. Es entsprechen sich also die Begriffe: Strahlungsintensität oder Energie der Leuchtbewegungen E der alten Theorie und durch dielectricische Polarisisation pro Volumeneinheit verschobene Electricitätsmenge H oder „wahre Electricität“ oder Moment der dielectricischen Polarisisation pro Volumeneinheit (vgl. auch Tumlriz, Electromagnetische Lichttheorie p. 9. 1883) der neuen, sowie Abklingungsconstante und Relaxationszeit.

Die electricische Theorie der Leuchterscheinungen führt hiernach zugleich zu bemerkenswerthen, einfachen Relationen zwischen den das Leuchten bestimmenden Grössen und den electricischen Constanten. Freilich beziehen diese sich zunächst auf das Molecül und sind so den gewöhnlichen Messmethoden nicht direct zugänglich. Aber es bietet sich hier umgekehrt ein Weg dar aus den so vollkommen studirten optischen Erscheinungen auf die noch unbekannten electricischen Eigenschaften der kleinsten Theile der Körper zurückzuschliessen. Dabei müssen den Grössen C und K diejenigen Werthe gegeben werden, die sie in der erweiterten Maxwell'schen Theorie¹⁾ haben, denn unsere Formeln gelten, wie oben schon gesagt, zunächst nur für eine bestimmte Schwingungszahl.

Zum Schluss möchte ich mir noch erlauben, über Anwendungen der hier entwickelten Anschauungen einiges anzudeuten.

6. *Anwendung auf die Luminescenstheorie.* Regen wir die electricischen Schwingungen primär an, indem wir z. B. über die Molecüle eines verdünnten Gases in einer Geissler'schen Röhre

1) Vgl. die Arbeiten von Goldhammer u. H. Ebert, Wied. Ann. 47. p. 98. 1892, und 48. p. 1. 1893.

electrische Entladungen hingehen lassen¹⁾, so können wir die oscillatorische Energie und damit die Energie der abgegebenen Strahlung erheblich über die Grösse hinaus steigern, welche sie nach Maassgabe der translatorischen Energie, d. h. der Temperatur des Gases haben könnte²⁾; für alle Fälle, wo dieses der Fall ist, hat Hr. E. Wiedemann die zweckmässige Bezeichnung eingeführt: „die Molecüle luminesciren“. Da nach der electromagnetischen Lichttheorie das Licht selbst nur aus Wellen electrischer und magnetischer Kräfte besteht, so können wir „Luminescenz“ auch durch Belichtung erzeugen; falls die dabei erregten, das normale Maass überschreitenden Oscillationen im Molecül selbst oder bei den Zusammenstössen nicht zu schnell gedämpft werden, erhalten wir die Erscheinungen der „Photoluminescenz“, d. h. der Fluorescenz im weitesten Sinne des Wortes.³⁾

Viel heftiger als durch den Zusammenprall der Molecüle müssen die Valenzladungen erschüttert werden, wenn man den Bau des Molecüls durch chemische Einwirkungen vollkommen zerstört und unter der Wirkung chemischer Affinitäten neue Molecüle entstehen lässt. Werden Salzmolecüle, etwa die des NaCl unter dem Einfluss von Reductionsmitteln zerstört, indem man z. B. die Salzmolecüle in eine Bunsenflamme einführt, in der dann der in dieser enthaltene H reducirend wirkt, so werden hierbei Valenzschwingungen von solcher Amplitude erregt, dass auch die sehr hohen Oberschwingungen, die den Lichtschwingungen entsprechen, hinreichend kräftig sind, um die den Metallen eigenthümlichen Spectra zu ergeben bei Temperaturen, bei denen sonst noch kein Leuchten eintritt.⁴⁾

1) Vgl. hierzu die Theorie von Hrn. E. Wiedemann, Wied. Ann. 10. p. 245. 1880, und 20. p. 788. 1883; ferner E. Wiedemann und H. Ebert, Sitzungsber. der Physik.-Med. Soc. zu Erlangen 1892 u. 1893

2) E. Wiedemann, Wied. Ann. 6. p. 298. 1879.

3) Die Fälle der Balmain'schen Leuchtfarbe, die man gewöhnlich als Typus für die „Phosphorescenz“ als einer nur graduell verschiedenen „Fluorescenz“ anführt, gehören nicht hierher, da es nach den Untersuchungen von Hrn. E. Wiedemann wohl chemische, durch die Belichtung hervorgerufene Umsetzungen sind, welche die Energie für das Nachleuchten liefern (Wied. Ann. 37. p. 222. 1889).

4) Schon früher hat Hr. E. Wiedemann das Leuchten der an ultravioletten Strahlen so reichen und doch verhältnissmässig so kühlen

Bei dieser Erregung von Valenzschwingungen von viel grösseren Amplituden, als der mittleren translatorischen Moleculargeschwindigkeit entspricht, durch chemische Einwirkungen (Chemiluminescenz) spielt die von H. v. Helmholtz aus Betrachtungen der Arbeitsleistungen bei der Electrolyse erschlossene Eigenschaft der Atome eine Hauptrolle, dass die Elementarquanta der Electricität $+e$ und $-e$ von den verschiedenen Atomen verschieden stark angezogen werden; Wasserstoff und die Metalle üben eine grössere Anziehung auf die $+e$, als auf die $-e$ aus; umgekehrt ziehen Sauerstoff und die Halogene die $-e$ stärker an und zwischen diesen sind wieder die Anziehungen verschieden.

7. *Anwendungen auf die geometrische Optik.* Betrachten wir die Lichtschwingungen als herrührend von molecularen Electricitätsbewegungen, die nach der Art der Bewegungen in einem Hertz'schen Oscillator verlaufen, so können wir hier die von Hrn. Hertz für diesen Fall entwickelten Formeln zur Anwendung bringen.¹⁾

Da wir uns bei allen optischen Untersuchungen in Entfernungen vom leuchtenden Molecül befinden, die sehr gross gegenüber den Dimensionen der Molecüle selbst sind, so können wir höhere Potenzen des reciproken Abstandes r von ihnen gegen die erste vernachlässigen. Sind die Componenten der electrischen Kraft Z und R , die der magnetischen P und N , so gelten für die durch r und ϑ (Poldistanz) bestimmten Raumpunkte die Formeln:

$$(11) \quad \begin{cases} Z = -ed\pi^2/\lambda^2 \cdot \sin(r/\lambda - t/T) \pi \sin^2 \vartheta / r \\ R = ed\pi^2/\lambda^2 \cdot \sin(r/\lambda - t/T) \pi \sin \vartheta \cos \vartheta / r \\ P = Aed\pi^2/(\lambda T) \cdot \sin(r/\lambda - t/T) \pi \sin \vartheta / r \\ N = 0, \end{cases}$$

Flammen des Alkohols oder des Bunsenbrenners auf Chemi Luminescenz zurückgeführt, und zwar auch für den Fall, dass Natrium in der Bunsenflamme leuchtet (Wied. Ann. 37. p. 182 und 215. 1889). Vgl. auch die Arbeiten von H. Ebert „Ueber das Leuchten der Flammen“ (Sitzungsber. der Physik.-Med. Soc. zu Erlangen. 21. p. 6. 1889; „Ueber das Wesen der Flammenstrahlung“ (Eder's Jahrb. f. Photogr. u. Reprod. techn. 5. p. 592. 1891, und E. Pringsheim, Wied. Ann. 45. p. 428. 1892.

1) H. Hertz, Wied. Ann. 36. p. 1. 1888 oder Untersuchungen p. 147.

wo λ die Wellenlänge, A die reciproke Lichtgeschwindigkeit ist. Die resultirende electrische Gesamtkraft ist

$$(12) \quad e d \pi^2 \sin(r/\lambda - t/T) \pi \cdot \sin \vartheta / r \lambda^2;$$

sie steht senkrecht zum Radiusvector r .

Schon aus der Form dieses Kraftgesetzes ergeben sich ganz allgemein bei seiner Anwendung auf Molekülschwingungen unmittelbar einige wichtige Consequenzen:

a) Die Ausbreitung der Wirkung erfolgt als reine Transversalwelle; die in die Richtung von r fallende longitudinale Componente, deren Auftreten in der elastischen Optik so grosse Schwierigkeiten macht und zur Einführung von Nebenhypothesen nöthigt, erscheint hier überhaupt nicht. Hierdurch zeichnet sich die electromagnetische Theorie wesentlich vor der elastischen, ganz abgesehen von der hier gegebenen specielleren Fassung aus, und es kann die Frage aufgeworfen werden, worin es ganz allgemein begründet liegt, dass bei dem Gleichungssystem der electromagnetischen Lichttheorie die Frage bezüglich der Longitudinalwelle überhaupt gar nicht auftritt. Da sie nicht erst a posteriori durch besondere ad hoc gemachte Nebennahmen entfernt zu werden braucht, so muss der Grund ein tiefer liegender sein. Derselbe scheint mir auf Folgendem zu beruhen: Lord Kelvin hat gezeigt, dass ein „rotationeller“, d. h. von Wirbelfäden erfüllter Aether, der sich im übrigen ganz wie eine incompressible Flüssigkeit verhält, sich periodisch wirkenden Kräften gegenüber ganz so wie ein elastischer fester Körper verhält, d. h. nur Transversalwellen zu Stande kommen lässt.¹⁾ Setzt man also voraus, dass der Aether mit in sich zurücklaufenden, d. h. mit „cyklischen Bewegungen“ im Sinne des Hrn. H. v. Helmholtz erfüllt ist, so erhält er die Eigenschaft, nur transversale Lichtwellen fortzupflanzen („gyrostatistischer Aether“). Nun ist aber die ganze Maxwell'sche Feldtheorie und somit auch die Hertz'sche, welche aus dieser durch rein formale Operationen folgt, auf der Voraussetzung begründet, dass den electrischen Erscheinungen irgendwelche „cyklisch“ in sich zurücklaufende Bewegungen im Aether zu

1) Sir W. Thomson, Phil. Mag. (5) 24. p. 342. 1887; vgl. auch G. F. Fitzgerald, Nature 40. p. 32. 1889 u. Royal Institut. 21. März 1890. p. 8.

Grunde liegen.¹⁾ In dem allgemeinen mechanischen Typus der zu Grunde gelegten Bewegungen, nämlich des „cyklischen“ (H. v. Helmholtz) oder des „gyrostatischen“ (Lord Kelvin) liegt die Ursache des Nichtauftretens der störenden Longitudinalwelle.

Dass auch der „quasielastische“ Aether bei dem die Deformationsarbeit nicht wie bei den gewöhnlichen elastischen Körpern durch Volumendilatationen und die Scheerungen (Axenwinkeländerungen), sondern durch die Verdrehungen bestimmt ist, zu diesem Typus gehört, ist leicht zu erkennen. Jede (Cykel-)Kreis-Bewegung setzt einer einfachen Translation keinen Widerstand entgegen, wohl aber einer Drehbewegung. Um also ein Volumenelement, welches mit solchen gyrostatischen Bewegungen erfüllt ist, zu drehen, muss eine Arbeit geleistet werden; dieselbe wird durch das Quadrat der herbeigeführten Drehung gemessen. Diese Quasielasticität wird also auch hier durch die cyklische Natur der zu Grunde liegenden Bewegungen bedingt. Daher gelangt man zu den Maxwell'schen Gleichungen, wenn man von diesem quasielastischen Aether ausgeht, wie durch die Untersuchungen von Lord Kelvin²⁾ und der Hrn. A. Sommerfeld³⁾, L. Boltzmann⁴⁾ und R. Reiff⁵⁾ gezeigt worden ist.

β) Da in constanten Entfernungen r die Kraft wie $\sin \vartheta$, d. h. wie der senkrechte Abstand von der Axe der Oscillation variirt, so wird sie für Punkte in der Richtung des Oscillators gleich Null; es fällt hier also die Frage nach der Art der Wirkung in der Richtung der Schwingung ganz fort, welche in den elastischen Theorien als Druckkraft erscheinen würde, deren Vorhandensein indessen schwierig mit den optischen Erscheinungen in Einklang zu bringen ist.

γ) Die Form des Ausdrucks (12) gibt verbunden mit dem Huygens'schen Princip den Satz, dass die Kraft der Schwingung einzelner Zonen der Wellenoberfläche wie der

1) H. v. Helmholtz, Wied. Ann. 47, p. 1. 1892 (namentlich p. 25 ff.) u. H. Ebert, Wied. Ann. 48, p. 1. 1893.

2) Sir William Thomson, Math. and Phys. Papers 3, p. 442 ff.

3) A. Sommerfeld, Wied. Ann. 46, p. 137. 1892.

4) L. Boltzmann, Wied. Ann. 48, p. 78. 1893.

5) R. Reiff, Elasticität u. Electricität, Freiburg i. Br. u. Leipzig 1893.

Cosinus des Winkels zwischen der Wellennormale und der Richtung, nach welcher man die Elementarwellen verfolgt, abnimmt; diesen Satz benutzen wir in der Theorie gewisser Beugungserscheinungen. Die Analogie der nach der Hertz'schen Formel ablaufenden electrischen Bewegungen mit der dynamischen Theorie der Beugung hat Hr. W. König¹⁾ genauer verfolgt.

Die vorstehenden Betrachtungen dürften zeigen, dass sich die hier vorgetragene electrische Theorie der Lichtschwingungen auf den verschiedensten Gebieten der Optik bewährt. Dieselbe legt nur bekannte Erscheinungen zu Grunde, indem sie von den durch die Electrolyse verbürgten electrischen Ladungen der kleinsten Theilchen ausgeht und auf diese die Hertz'schen Gleichungen für einen Oscillator molecularer Dimensionen anwendet; sie steht damit vollkommen auf dem Boden der Vorstellungen, die man sich in neuester Zeit über die Vorgänge im Felde rasch wechselnder electrischer Kräfte überhaupt gebildet hat.

Erlangen, März 1893.

1) W. König, Wied. Ann. 37. p. 651. 1889.

5. *Ueber ein Photometer*¹⁾; von *E. W. Lehmann*.

(Mitgetheilt aus dem physikal. Laborat. der Univ. Erlangen.)

(Hierzu Taf. IV, Fig. 1–12.)

I. Einleitung.

Bei jedem Photometer, das auf der Vergleichung der Erleuchtung zweier Felder durch die beiden zu vergleichenden Lichtquellen beruht, sind folgende Bedingungen zu erfüllen:

1. Jedes der zu vergleichenden Felder darf nur Licht von einer der beiden Lichtquellen erhalten.

2. Die Grenze, in der die beiden Felder zusammenstossen, muss scharf sein und im Moment der Gleichheit möglichst verschwinden.

3. Die optischen Theile sollen unveränderlich sein, was z. B. bei einem Fettfleck nicht der Fall ist.

4. Die den beiden zu vergleichenden Lichtquellen zugekehrten Theile des Photometers müssen möglichst identisch, symmetrisch angeordnet und leicht vertauschbar sein.

5. Die Ablesungen müssen so geschehen können, dass sie selbst bei einer grossen Zahl von Einzeleinstellungen nicht viel Zeit beanspruchen und den Beobachter nicht ermüden.

Vergleicht man die Construction von Photometern bei denen zwei aneinander stossende Flächen ihr Licht in der einen oder anderen Weise von den beiden gegebenen Lichtquellen erhalten, so ergibt sich folgendes:

Bei dem Bunsen'schen Photometer werden Flächen benutzt, die das Licht diffus reflectiren und durchlassen, bei dem von Lummer und Brodhun solche, die das Licht diffus und total reflectiren.

Bei dem Joly'schen Photometer²⁾ kommt nur diffus zerstreutes Licht in Betracht. Die beiden letzteren Photometer genügen den obigen Bedingungen, welche von verschiedenen Seiten für die Genauigkeit der Messung mit diesen Instru-

1) Auszug aus einer Inauguraldissertation.

2) Eine Beschreibung des Apparates findet sich in E. Wiedemann u. H. Ebert, *Physikalisches Praktikum* 1. Aufl. p. 232.

menten aufgestellt worden sind. — Das in Fig. 1 beschriebene Photometer ist nach demselben Princip, wie dasjenige von Joly construirt. — Ich untersuchte dasselbe auf Anregung von Hrn. Dr. Ebert, von dem ich auch während der Untersuchung mannigfache Hülfe und Unterstützung erfahren habe.

Das Photometer genügt den zu Anfang erwähnten Bedingungen und hat neben dem relativer Wohlfeilheit noch eine Reihe von Vortheilen, auf die ich nach der Beschreibung des Apparates zurückkommen werde.

A. Beschreibung.

1. Photometer.¹⁾

In Fig. 1 bedeuten A und A_1 zwei rechtwinklig gleichschenklige Prismen; an denselben ist je eine Kathetenfläche ee' und e_1e_1' matt geschliffen; mit ihren anderen Kathetenflächen ei und e_1i_1 werden sie auf eine planparallele Glasplatte so gekittet, dass die Kathetenflächen in einer Ebene liegen. Besonders ist darauf zu achten, dass die Prismenkanten ii_1 der Flächen ei und e_1i_1 möglichst scharf zusammenstossen. Die Hypotenusenflächen dd_1 der Prismen sind unter einem Winkel von 45° gegen die Platte b geneigt. — Die ganze Combination ist in einen Messingring eingepasst, welcher an der Seite der matten Prismenflächen bei c und c_1 je eine rechteckige Oeffnung besitzt. Dieser Ring ist von einem zweiten umschlossen, welcher in fester Verbindung mit dem Knopf B steht. Das Ganze ist von einem rechteckigen Kasten umgeben, welcher vor den Prismenflächen ei und e_1i_1 eine und seitlich bei k und k_1 je eine Oeffnung besitzt. In den seitlichen Oeffnungen befindet sich je eine Glasplatte, die aus demselben Stücke herausgeschnitten ist; vor den Prismenstücken ei und e_1i_1 ist ein Fernrohr mit einer Lupe w zur scharfen Einstellung angebracht. Der Knopf B dient dazu, eine Drehung der ganzen Prismencombination um die Horizontalaxe zu bewirken; dieselbe muss genau 180° betragen; dieses wird dadurch erreicht, dass zwei Messingstifte, fest verbunden mit dem rechteckigen Gehäuse, als Anschlag für

1) Dasselbe wird von Hrn. Böhner, Mechanikus des hiesigen physikalischen Institutes zum Preise von ca. 80 M. ausgeführt.

die Drehung der Prismencombination dienen. Das ganze Photometergehäuse ruht auf einer Säule, die senkrecht zur Photometerbank steht und die man heben und senken kann. Die Höhe derselben wird so gewählt, dass die durch die Mittelpunkte von c und c_1 gelegte Linie, welche wir kurzweg die Axe des Photometers nennen wollen, die zu vergleichenden Lichtquellen n und n_1 schneidet.

Zur Einstellung des Photometers wird folgendermaassen verfahren:

Man stellt das Photometer durch Heben oder Senken in einer für die Ablesung passenden Höhe ein und richtet die Axe des Photometers parallel zur Axe der Photometerbank. Die in geeigneter Weise befestigten Lichtquellen werden so über der Photometerbank aufgestellt, dass die Axe des Photometers durch die Mitte der Lichtquellen geht; hierauf verschiebt man das Photometer bis gleiche Helligkeit der beiden Prismenflächen erzielt ist.

Diese Construction des Joly'schen Photometers besitzt folgende Vortheile:

1. Bei *Drehung* der Prismen um die Horizontalaxe wird gleichzeitig die Lage der zusammenstossenden Kanten umgekehrt, sodass ein Fehler, hervorgerufen durch die Verschiedenheit derselben, eliminirt wird.

2. Die Diaphragmen und Prismen befinden sich in gleicher Sehweite (d. h. in gleicher Entfernung vom Beobachtungsort). Es werden hierdurch störende Irradiationserscheinungen vermieden. Bei Erfüllung dieser Bedingungen ist es relativ leicht zu beurtheilen, ob die beiden nebeneinander liegenden Flächen gleich hell erleuchtet sind. Es gelang mir mit diesem Instrument eine so grosse Empfindlichkeit zu erzielen, dass der mittlere Fehler der Messungen bei 40 Einzeleinstellungen und einer Leuchtkraft von 8 Amylacetatlampen im Abstand von 1200 mm unter 0,4 Proc. blieb.

2. Registrirvorrichtung.

Die Registrirvorrichtung (Fig. 2) gestattet die Lagen des Photometers zu verzeichnen, ohne dabei das Auge von dem Photometer selbst zu entfernen. Das Auge erhält also keine störenden Eindrücke und man erzielt die grösste Genauigkeit

der Einstellung, die überhaupt mit dem Apparat zu erreichen ist.

Mit dem Schlitten, an dem sich das Photometer befindet, ist unten ein viereckiges Holzbrett (15 cm. 10 cm) fest verbunden. In der Mitte desselben befindet sich ein kleines 15 mm weites, rundes verticales Loch (*b*), durch das ein Bleistift geschoben werden kann; unterhalb dieses Holzbrettes liegt eine mit der Photometerbank fest verbundene horizontale Platte vom Querschnitt (10 cm. 12 cm) in deren Mitte eine Nuth eingehobelt ist; in dieser Nuth gleitet eine Holzplatte *k*. Auf der oberen Fläche derselben ist ein Papierstreifen *p* aufgeklebt; vorne an derselben ist eine Schnur *i* befestigt, welche mit der Hand (oder mittelst Räderübersetzung) nach jeder Einstellung um einen bestimmten Betrag vorwärts bewegt werden kann.

Bei den Messungen wird das Photometer nach rechts oder links verschoben, bis die Prismenflächen gleiche Helligkeit zeigen; dann drückt man auf den Bleistift *b*, welcher die jeweilige Einstellung auf dem Papier *p* verzeichnet; hierauf wird das Prismensystem mittels des Knopfes *B* um die horizontale Axe gedreht, von neuem auf gleiche Helligkeit eingestellt und wieder auf den Bleistift *b* gedrückt, wodurch die neue Einstellung gegeben ist. Nach je zwei Einstellungen entsprechend der Drehung des Prismensystems um 180° wird durch Ziehen an der Schnur *i* das Holzbrett *k* ein wenig verschoben, damit die einzelnen Einstellungspunkte sich nicht überdecken. Fig. 3 gibt die Skizze eines Papieres mit einer Reihe von Einstellungen und zwar entsprechend den durch das Loch *b* gelegenen Punkten einer Anzahl von Ablesungen; sie lässt erkennen, wie die Abweichungen der Einstellungen von einander im Laufe der Beobachtungsreihe immer geringer werden und sich asymptotisch einem Grenzwert nähern.

Aus den Entfernungen der einzelnen Punkte von der Mitte der Registrirvorrichtung findet man die mittlere absolute Einstellung des Photometers. Die Abstände der einzelnen Punkte werden mittels eines aufgelegten Maassstabes in Millimetern von der Mittellage abgelesen und notirt.

Bei dieser Art der Registrirung kann eine grosse Anzahl von Ablesungen in sehr kurzer Zeit ausgeführt werden. Man

braucht dann nur noch die Stellung der Lichtquellen abzulesen, während sich die jeweiligen Photometereinstellungen durch die Lage der Registrirvorrichtung und die Entfernungen der einzelnen Punkte von der Mitte derselben ergeben.

3. Anordnung der Versuche.

Zu den Versuchen dienten als Lichtquellen Glühlampen mit einer Normalspannung von 50 Volt; dieselben wurden mittels einer Serienmaschine gespeist, deren Schwankungen durch parallelgeschaltete Accumulatoren ausgeglichen wurden. Die nähere Anordnung zeigt Fig. 4.

In derselben bedeutet: D die Dynamomaschine, W und R Regulirwiderstände, E die Accumulatorenatterie; das Ampèremeter a dient zur Messung des Hauptstromes. cc_1 sind Gefäße mit Quecksilber; an ihnen liegen an, einerseits der Kreis, welcher ein Wiedemann'sches Galvanometer (G) nebst Vorschaltwiderstand rr enthält, andererseits ein Voltmeter von Hummel V_1 zur schnellen Ablesung der Spannung und ein solches von Kohlrausch (V_2). Das Galvanometer G wurde durch entsprechende Schaltung der Rollen und Compensation sehr empfindlich gemacht und zwar so weit, dass jede Stromschwankung erkannt wurde, welche die Leuchtkraft der Glühlampen um mehr als 0,3 Proc. änderte. Diese Grenze entsprach einer Veränderlichkeit der Stromstärke von 0,03 Proc., die sich mit technischen Messinstrumenten nicht hätte beobachten lassen. Bei den definitiven Versuchen war die Stromstärke constant. Die Lampen A und A_1 waren parallel zu einander geschaltet; die zu ihnen führenden Drähte zweigen bei cc_1 ab. Durch Einschalten eines Widerstandes x resp. x_1 konnte die Helligkeit der einen oder der anderen Lampe beliebig abgeschwächt werden; dadurch war ein Mittel gegeben unter den verschiedensten Umständen Helligkeitsvergleichen auszuführen; dabei ging ich bis zu den Grenzen zwischen denen noch photometirt werden kann. Auf die Lampen waren Diaphragmen mit einer Oeffnung von $12,2 \text{ cm}^2$ aufgesetzt, durch die, die vom unteren Theil der Lampen ausgesandten Strahlen abgeblendet wurden.

Bei späteren Versuchen wurde auch eine Schaltung (vgl. Fig. 5) verwandt, in welcher die beiden Lampen hintereinander lagen;

dann machten sich etwaige Schwankungen des Stromes in beiden Lampen gleichmässiger geltend. Trotz dieses Vorzuges wurde meist die erstere Schaltung verwandt, da sie die Regulirung der einzelnen Lampen für sich gestattete und somit für meine Zwecke geeigneter war.

B. Theoretischer Theil.

1. Photometer.

Um ein Urtheil über die Vertheilung der Lichtmenge im Photometer (vgl. Fig. 6) zu gewinnen, diene folgende theoretische Betrachtung. Die Lichtquelle links, etwa eine Glühlampe A , indicire auf der Glasplatte G pro Flächeneinheit eine Lichtmenge: J_1 und auf der Kathetenfläche a pro Flächeneinheit eine Lichtmenge: $\eta_1 \cdot J_1 = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot J_1$; hierin bedeutet:

ε_1 den Reflexionsfactor und ε_2 den Extinctionsfactor der Glasplatte.

Von dieser letzteren Lichtmenge wird wiederum ein Theil von a und c reflectirt, ein anderer im Prisma absorbiert. Die Fläche b reflectirt total, sodass durch c nur die diffus eindringende Lichtmenge:

$$\eta_1 \cdot \alpha_1 \cdot J_1 = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \alpha_1 J_1 = J_{d_1}$$

ins Fernrohr und somit ins Auge gesandt wird, wo α_1 der Diffusionscoefficient des einen Prismas bedeutet. Analog ergibt sich für die rechte Lichtquelle A_1 :

$$J_{d_2} = \eta_1' \cdot \alpha_1' \cdot J_2 = \varepsilon_1' \cdot \varepsilon_2' \cdot \alpha_1' \cdot J_2,$$

wo α_1' der Diffusionscoefficient des anderen Prismas ist. Nach der Einstellung auf gleiche Helligkeit ist somit:

$$J_{d_1} = J_{d_2} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \alpha_1 \cdot J_1 = \varepsilon_1' \cdot \varepsilon_2' \cdot \alpha_1' \cdot J_2.$$

Durch directe Vergleiche der Helligkeitsverhältnisse vor und nach Einschaltung der Glasplatten und Prismen, hat sich ergeben, dass $\varepsilon_1 = \varepsilon_1'$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2'$ und α_1 nahezu α_1' ist, innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler. Bei meinem Apparat war:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1' = 0,923. \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_2' = 1$$

und

$$\alpha_1 = 0,21, \quad \alpha_1' = 0,20.$$

Es besteht somit die Relation:

$$J_{d_1} = 0,21 \cdot 0,923 \cdot J_1,$$

wo

$$J_1 = 8,38 \text{ Am.}$$

(wo Am. die indirecte Helligkeit der Amylacetatlampe bedeutet), also

$$J_{d_1} = 1,59 \text{ Am.}$$

Es gehen daher 81 Proc. der Lichtmenge durch den Apparat.

2. Empfindlichkeit des Apparates.

Es sei wieder J_1 die Intensität der linken Lichtquelle und J_2 diejenige der rechten, so besteht für die Helligkeit, welche durch das Fernrohr bei o auf c_1 resp. c gesehen wird, die Beziehung:

$$(1) \quad \frac{J_1}{x^2} \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \alpha_1 = J_{d_1}$$

resp.

$$(2) \quad \frac{J_2}{(d-x)^2} \cdot \epsilon_1' \cdot \epsilon_2' \cdot \alpha_1' = J_{d_2},$$

wo d den Abstand der beiden Lichtquellen von einander und x den Abstand einer der Lichtquellen vom Photometer bezeichnet.

Das Verhältniss $J_{d_1} / J_{d_2} = A$ gibt ein Maass für den vom Auge empfundenen Helligkeitsunterschied der beiden zu vergleichenden Felder.

$$\frac{J_{d_1}}{J_{d_2}} = A = \frac{\frac{J_1}{x^2} \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \alpha_1}{\frac{J_2}{(d-x)^2} \cdot \epsilon_1' \cdot \epsilon_2' \cdot \alpha_1'}.$$

Da nun nach den Versuchen für unsere optische Vorrichtung $\epsilon_1 = \epsilon_1' = 0,923$, $\epsilon_2 = \epsilon_2' = 1$ und nehmen wir α_1 rund α_1' zu 0,205 an, so besteht für die Berechnung der Empfindlichkeit die Relation:

$$\delta = \frac{\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \alpha_1}{\epsilon_1' \cdot \epsilon_2' \cdot \alpha_1'} = 1.$$

Nehmen wir der Einfachheit halber an, dass $J_1 = J_2$, und

bedeutet δ die Verschiebung von der Stelle, wo $A = 1$ ist, so folgt bei Vernachlässigung von $(\delta/d)^2$ gegen δ/d

$$A_\delta = 1 - 8 \cdot \frac{\delta}{d}.$$

Bei Einsetzung der Werthe für diesen Fall resultirt

$$A_\delta = 1,003 \text{ resp. } 1,006;$$

für Werthe von $d = 2200$ resp. 1200 mm, innerhalb deren die meisten meiner Beobachtungen lagen.

Um aus dem jeweiligen Fehler δ der Einstellung den Fehler der Intensitätsbestimmung zu berechnen, dient die gewöhnliche Formel:

$$J_1 = J_2 \cdot \frac{\left(\frac{d}{2} - \delta\right)^2}{\left(\frac{d}{2} + \delta\right)^2} = J_2 \cdot \left(1 - 8 \frac{\delta}{d}\right)$$

für $\delta = 1$ und $d = 1800$ wird:

$$J_1 = 1,016 \cdot J_2.$$

Dieses entsprach meinen Versuchen nicht genau, da $x > d/2$ war und sich J_1/J_2 zu 1,06 ergab; für $\delta = 2$ ergibt sich $J_1 = 1,022 J_2$.

Nach Leonhard Weber¹⁾ ist der Empfindlichkeitscoefficient beim Bunsen-Photometer 2,2 bis 3,5, während an unserem Apparate derselbe 1 wird. Das hier beschriebene Photometer hat also eine etwa 3 mal grössere Empfindlichkeit als das Bunsen-Photometer.

3. Princip der Messung.

Sind H_l und H_r die im Fernrohr beobachteten Helligkeiten; ferner J_1 und J_2 die entsprechenden links und rechts vom Photometer befindlichen Lichtintensitäten, so bestehen folgende Relationen:

1) L. Weber, Wied. Ann. 31. p. 676. 1887.

$$H_l = \frac{J_1}{a^2} \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \alpha_1$$

und

$$H_r = \frac{J_1}{a_1'^2} \cdot \varepsilon_1' \cdot \varepsilon_2' \cdot \alpha_1'.$$

Für eine Einstellung auf gleiche Helligkeit, für welche $H_l = H_r$ wird, ist:

$$(1) \quad J_1 = J_2 \cdot \frac{a^2}{a_1'^2},$$

wo $a < a_1'$ ist. Nach Drehung des Prismenpaares um seine Horizontalaxe (d. h. nach Vertauschung der Prismen) gilt für die Einstellung auf gleiche Helligkeit die Beziehung:

$$(2) \quad J_1 = J_2 \cdot \frac{a'^2}{a_1^2},$$

wo $a' < a_1$ ist. Bezeichnen wir die Verhältnisse

$$\frac{a^2}{a_1'^2}, \quad \frac{a'^2}{a_1^2} \quad \dots \quad \frac{a^{n2}}{a_1^{n2}}$$

mit $V_1, V_2 \dots V_n$, so erhält man durch Bildung der Producte der einzelnen Beziehungen 1, 2 \dots n folgende Formel:

$$(n) \quad J_1 = \sqrt[n]{V_1 \cdot V_2 \dots V_n} \cdot J_2.$$

Durch Vertauschung der Prismen und der aneinanderstossenden Kanten ergibt sich durch obige Formel (n) eine von der Beschaffenheit der Prismen unabhängige Beziehung zwischen den Lichtintensitäten J_1 und J_2 . Je grösser die Anzahl der Einstellungen ist, um so genauer wird das Verhältniss $J_1 : J_2$.

C. Experimenteller Theil.

1. Das Verhältniss der Leuchtkraft der Amylacetatlampe und der Siemensplatineinheit (welche sich durch Umrechnung ergab), zur Glühlampe.

Viele Angaben über photometrische Messungen, namentlich über die Empfindlichkeit von photometrischen Apparaten enthalten keine genauen Daten über die absoluten Helligkeitswerthe bei denen gearbeitet wurde. In diesen Fällen ist es aber nicht möglich sich ein Urtheil über die Genauigkeit der

Apparate und Messungen zu bilden, da ja bekanntlich dieselbe von dem Helligkeitsgrade abhängt.

Ich habe daher das Verhältniss der Lichtstärke der Glühlampe zur Amylacetatlampe festzustellen gesucht; dazu habe ich die Lichtstärken der Glühlampen bei den von mir zu den definitiven Versuchen benutzten Spannungen bestimmt. Hierbei blieb das Photometer und die Glühlampe, welche vermittelt einer Stange fest verbunden waren, in constanter Entfernung; es wurde nur die Entfernung zwischen dem Photometer und der feststehenden Amylacetatlampe geändert; dazu verschob man das Photometer nebst der Glühlampe, welche man auf der Bank hin- und herbewegte bis gleiche Helligkeit der beiden Felder erreicht war. Wäre man bei der Messung einfach so verfahren, dass man die zu messenden Lichtquellen unbeweglich gelassen und mit dem Photometer die Stelle gleicher Helligkeit aufgesucht hätte, so wäre es nöthig gewesen für die Glühlampe das Entfernungsgesetz der Helligkeitsabnahme anzuwenden, was wegen der inneren Reflexe an den Glashüllen derselben nicht gestattet ist. Ferner hat man bei unseren Verfahren nur eine Entfernung zwischen Photometer und Glühlampe bei der ganzen Vergleichung zu messen. Ein weiterer Vortheil besteht darin, dass während derselben Beobachtungsreihe die Helligkeit der einen Photometerseite gleich bleibt. Dies bringt nicht nur eine grössere Sicherheit und Gleichmässigkeit beim Messen mit sich, da sich das Auge an eine andere Helligkeit stets von neuem gewöhnen muss, sondern bietet auch zugleich den Vortheil, dass die Einstellungsempfindlichkeit, die sich bekanntlich mit der Helligkeit ändert, immer dieselbe ist; dadurch wird die Discussion der Resultate sehr vereinfacht.

Es bleiben dann nur noch drei Ursachen, welche Veranlassung zu Fehlerquellen geben können.

1. Die stets unvermeidliche, wenn auch geringe Unsicherheit der Einstellung. Ueber diesen Fehler erhielt man ein Urtheil durch Ermittlung des mittleren Fehlers einer grossen Anzahl (50) Einstellungen, die schnell hinter einander ausgeführt wurden. Ich lasse dieselben hier folgen:

(Es bezeichnen: a die Einstellung auf der Bank, gerechnet von einem beliebigen Punkt, x die Differenz der jeweiligen (a) von der mittleren Einstellung.)

a	x	x^2	a	x	x^2	a	x	x^2
6	1	1	8	1	1	7	0	0
8	1	1	9	2	4	7	0	0
7	0	0	7	0	0	8	1	1
8	1	1	8	1	1	8	1	1
7	0	0	7	0	0	7	0	0
8	1	1	8	1	1	8	1	1
6	1	1	7	0	0	7	0	0
8	1	1	8	1	1	8	1	1
7	0	0	8	1	1	8	1	1
8	1	1	7	0	0	8	1	1
7	0	0	8	1	1	9	2	4
8	1	1	7	0	0	8	1	1
6	1	1	8	1	1	7	0	0
6	1	1	6	1	1	8	1	1
6	1	1	8	1	1	7	0	0
6	1	1	7	0	0	6	1	1
7	0	0	8	1	1			

Der mittlere Fehler ergab sich zu:

$$\sqrt{\sum \frac{x^2}{n-1}} = \sqrt{\frac{40}{49}} = 0,9^1),$$

oder in Procenten 0,07 Proc. Die grösste Abweichung vom Mittel war 0,16 Proc.

2. Die Inconstanz der Glühlampe und der Amylacetatlampe. Erstere war Null, da die Stromstärke ganz constant blieb; letztere sehr unbedeutend. Aus den Versuchen von E. Liebenthal folgt, dass bei sonst gleichen äusseren Bedingungen die von der Lampe gelieferte Lichtmenge wesentlich nur von der Flammenhöhe abhängt. Die zur Vergleichung benutzte Amylacetatlampe ändert während einer Versuchsreihe — einer halben Stunde — ihre Höhe im Maximum um 0,4 mm.

3. Die unrichtige Messung der Entfernung zwischen Lichtquelle-Amylacetatlampe und Photometer. Dass man nicht einen Lichtpunkt, sondern einen gebogenen Kohlenfaden als Lichtquelle benutzt, hat bei den in Betracht kommenden Entfernungen keinen wesentlichen Einfluss, wovon man sich durch eine einfache Rechnung überzeugt.

Dieser Fehler kann durch genaue Ablesung auf ein Minimum reducirt werden.

1) n bedeutet die Anzahl der Einstellungen.

Man ersieht hieraus, dass die Fehlerquellen sehr klein sind.

Die folgende Tabelle enthält die Lichtintensitäten einer Glühlichtlampe ausgedrückt in Amylacetatlampen und Siemens-Platineinheiten, bei den jeweilig benutzten Spannungen.

Volt	Amylacetat- lampe	Siemens- Platineinheiten
50	8,4	14,8
47,5	6,15	10,8
45	5,84	10,26
42,5	4,18	7,24
40	2,98	5,23
35	1,70	2,98

Fig. 7 gibt die graphische Darstellung der Abhängigkeit der Lichtintensität von den jeweilig benutzten Spannungen; in derselben sind als Abscissen die Spannungen und als Ordinaten die Lichtintensitäten aufgetragen. Bei den späteren Messungen ging ich durch Abschwächen der rechten Lampe durch Einschalten von Widerständen mit der Leuchtkraft sehr herunter. Die Tabelle und Fig. 8 geben einen klaren Ueberblick über die Abhängigkeit der Leuchtkraft von dem jeweilig eingeschalteten Widerstande.

Ohm eingeschaltet	entspr.	Amylacetat- lampe	Siemens- Platineinheit
12,5		4,05	7,11
31,5		2,64	4,63
62,5		1,3	2,28
82,5		0,66	1,15

Bei den letzten Bestimmungen war das Helligkeitsverhältniss 1:13. Es ist dieses die äusserste Grenze bei der überhaupt noch sichere Vergleiche am Photometer möglich sind.

2. Vorversuche.

Bei den Vorversuchen wurde zuerst eine Hintereinanderschaltung der Accumulatoren im Parallelbetrieb zu der Maschine benutzt. Die Lampenspannung betrug 100 Volt, da die Lampen hintereinander geschaltet waren. Die Stromschwankungen waren sehr minimal etwa 0,09 Proc. Bei den späteren Messungen schaltete ich aber je 25 Accumulatoren hintereinander und beide Lampen parallel zu denselben und regulirte die Maschine so, dass sich eine Lampenspannung von 50 Volt ergab. Stromstärke und Spannung blieben voll-

ständig constant. Diese Schaltung behielt ich bei den späteren definitiven Versuchen bei, weil mir hierbei auch die Möglichkeit gegeben war, eine Lampe für sich durch Widerstände abzuschwächen.

Eine Aenderung der Helligkeit von 0,6 Proc. war ohne weiteres wahrnehmbar und der mittlere Fehler einer Einstellung blieb unter 0,3 Proc.

3. Versuche.

Die Vorsichtsmassregel, Photometer und Glühlampe in fester constanter Entfernung zu erhalten wandte ich überall da an, wo es sich um grosse Verschiedenheit der Farbentönung handelte, weil dann die Empfindlichkeit des Auges sehr unterstützt wurde, da die Helligkeit auf derselben Seite immer dieselbe blieb.

Die Versuche erstrecken sich auf eine Anzahl Messungen mit Lichtquellen in den verschiedensten Bereichen der Helligkeit.

Tabelle A gibt die Messungsergebnisse.

Tabelle A.

<i>a</i>	<i>b</i>	<i>J</i>	<i>M-J=x</i>	<i>x</i> ²	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>J</i>	<i>M-J=x</i>	<i>x</i> ²
915	885	1,069	0,0,5	0,0,25	917	883	1,078	0,0,4	0,0,16
6	4	73	1	01	8	2	83	9	81
5	5	69	5	25	8	2	83	9	81
5	5	69	5	25	7	3	78	4	16
5	5	69	5	25	7	3	78	4	16
6	4	73	1	01	7	3	78	4	16
5	5	69	5	25	6	4	73	9	81
6	4	73	1	01	7	3	78	4	16
5	5	69	5	25	7	3	78	4	16
6	4	73	1	01	8	2	83	9	81
5	5	69	5	25	6	4	73	1	01
5	5	69	5	25	8	2	83	9	81
5	5	69	5	25	6	4	73	1	01
6	5	69	5	25	8	4	73	1	01
5	5	69	5	25	6	4	73	1	01
6	4	73	1	01	6	4	73	1	01
5	5	69	5	25	6	4	73	1	01
5	5	69	5	25	7	3	78	4	16
6	4	73	1	01	7	3	78	4	16
7	3	78	4	16	7	3	78	4	16

Mittel $M=1,074$

Die Fig. 9 lässt erkennen, um wie viel die Einzelwerthe um das Mittel schwanken.

Stromstärke und Spannung blieben während des Versuches constant. Die Lichtquellen wurden mit 50 Volt betrieben. Die Abhängigkeit des mittleren resp. grössten Fehlers bei Vergrösserung des Abstandes der Lichtquelle (50 Volt) vom Photometer gibt folgende Tabelle und die graphische Darstellung (Fig. 10), in welcher als Abscissen die Abstände der Lichtquellen vom Photometer und als Ordinaten die jeweiligen mittleren resp. grössten Fehler aufgetragen sind.

Einzel-einstellung	Licht-stärke	Abstand des Ph. v. Lichtquell.	Mittlerer resp. grösster Fehler	Intensitäts-verhältniss	m (mittlerer Fehler)
40	8,38	200 mm	1,5 resp. 1,9 %	1,077	± 0,0072
40	8,38	400 "	1,3 " 1,8 %	1,076	± 0,0076
40	8,38	600 "	1,0 " 1,3 %	1,074	± 0,0045
40	8,38	900 "	0,95 " 1,2 %	1,072	± 0,006
40	8,38	1100 "	0,7 " 0,9 %	1,070	± 0,005
40	8,38	1200 "	0,35 " 0,8 %	1,067	± 0,003
40	8,38	1300 "	0,30 " 0,56 %	1,066	± 0,0027

Man ersieht aus Fig. 10, dass bei kleiner Entfernung zwischen Photometer und Lichtquelle sich die Curve asymptotisch der *B*-Axe nähert, d. h. der mittlere Fehler erreicht sein Maximum bei sehr kleiner Entfernung des Photometers von der Lichtquelle; entfernt man das Photometer allmählich von der Lichtquelle, so verringert sich der mittlere Fehler bis derselbe bei einer bestimmten Entfernung, die dem Punkt μ resp. μ_1 entspricht ein Minimum (bei einem Abstand von 1300 mm zwischen Photometer und Lichtquelle) erreicht.

Gehen wir jetzt über zu den Beobachtungen, welche bei verschiedenen Helligkeiten angestellt wurden. Analog dem Vorhergehenden lasse ich die Resultate tabellarisch folgen und füge eine graphische Darstellung bei, welche am besten einen Ueberblick über die Abhängigkeit des Fehlers von den Lichtstärken gestattet. In Fig. 11 seien als Abscissen die Lichtstärken in Amylacetatlampen und als Ordinaten die dazu gehörigen Fehler resp. die grössten Abweichungen aufgetragen. Die Entfernung des Photometers von der Lichtquelle betrug 900 mm.

Spannung in Volt	Lichtstärke in Amyl- acetatlampen	mittl. grösster Fehler in Proc.	Intensitäts- verhältniss	Zahl der Einzel- einstellungen
35	1,7	1,26 1,9	1,21 \pm 0,0153	50
40	2,98	2 2,8	1,12 \pm 0,024	50
42,5	4,18	1,7 2,7	1,11 \pm 0,018	50
45	5,84	1,4 1,9	1,11 \pm 0,014	50
47,5	6,15	1,24 1,7	1,10 \pm 0,018	50
50,0	8,09	0,3 0,55	1,10 \pm 0,0027	50

Aus den Curven geht hervor, dass der Fehler der Messung bei geringen Lichtstärken nicht bedeutend ist; er erreicht etwa bei zwei Amylacetatlampen sein Maximum, fällt dann schnell und erreicht ein Minimum bei etwa 8,3 Amylacetatlampen (entsprechend 50 Volt Spannung an der Glühlampe).

Um zu prüfen, welche Genauigkeit selbst unter den ungünstigsten Bedingungen mit dem Photometer zu erreichen ist, wurden die folgenden Messungen bei starken Abschwächungen einer Lichtquelle durch entsprechende Widerstände in dem Stromkreise derselben angestellt. Folgende Tabelle gibt die Versuchsergebnisse:

Eingeschal- teter Widerstand in Ohm	Mittlerer und grösster Fehler in Proc.	Intensitäts- verhältniss	Lichtstärke der abge- schwächten Lampe	Mittlerer Fehler m	Einzel- einstel- lungen
12,5	0,99 1,6%	1 : 2,15	4,05	0,0215	50
31,5	1,58 2,2%	1 : 3,24	2,64	0,0515	—
62,5	1,5 3 %	1 : 6,66	1,3	0,1	—
82,5	1,7 3,1%	1 : 13,04	0,66	0,221	—

Weitere Versuche wurden durch Abschwächen des Lichtes mit Absorptionsgläsern angestellt. Die Glühlampen hatten die normale Spannung von 50 Volt; das Absorptionsglas wurde auf der linken Seite eingeschaltet.

Die Messung ergab folgendes:

	Extinct. Vermögen	Absorpt. V.
Absorpt.-Gl. I	$\varepsilon = \frac{0,155}{1,07} = 0,145$	0,855
Absorpt.-Gl. II	$\varepsilon = 0,60$	0,40

Die folgenden Zahlen Tab. B geben die Versuchsreihen mit Absorptionsglas II.

Tabelle B.

<i>a</i>	<i>b</i>	<i>J</i>	<i>M-J=x</i>	<i>x</i> ²	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>J</i>	<i>M-J=x</i>	<i>x</i> ²
728	907	1,574	0,018	0,0 ₃ 324	724	906	1,566	0,910	0,0 ₃ 100
30	0	20	36	0,0 ₃ 1269	9	1	28	28	784
23	7	74	18	0,0 ₃ 324	2	8	82	26	676
8	2	35	21	440	9	1	28	28	784
3	7	74	18	324	2	8	82	26	676
8	2	35	21	441	9	1	28	28	784
2	8	82	26	676	3	7	74	18	324
4	6	43	13	169	8	2	35	21	441
3	7	74	18	224	2	8	82	26	676
4	6	43	13	169	3	7	74	18	324
3	7	74	18	324	30	0	20	36	0,0 ₃ 1296
7	6	43	13	169	24	6	43	13	0,0 ₃ 169
2	8	82	26	676	1	9	89	33	0,0 ₃ 1089
8	2	35	21	441	6	4	51	05	0,0 ₄ 25
2	8	82	26	676	8	2	82	26	0,0 ₃ 676
8	2	35	21	441	6	4	57	05	0,0 ₄ 25
4	6	66	10	100	1	9	89	33	0,0 ₃ 1089
4	6	43	13	169	9	1	28	28	0,0 ₃ 784
4	6	66	10	100	2	8	82	26	0,0 ₃ 676
9	1	28	25	784	7	3	48	13	0,0 ₃ 169
5	5	58	02	007	1	9	89	33	0,0 ₃ 1089
8	2	35	21	441	6	4	51	05	0,0 ₄ 25

Mittel $M=1,556$

Die folgende Tabelle gibt das Resultat der Messungen mit Absorptionsgläsern:

	Mittl. Fehler	Mittl. resp. grösst. Fehler in Proc.	Intensitätsverhältniss	Einzel-einstellung	Spannung der Glühlampe
Absorpt.-Gl. I	0,026	1,7 2,5	1 : 6,42	50	50 Volt entspr. 8,2 Amylacetat-lampen
Absorpt.-Gl. II	0,022	1,43 1,90	1 : 1,55	—	

Die vorhergehenden Resultate zeigen, dass selbst bei starkem Abschwächen einer Lichtquelle, sei es durch Absorptionsgläser, sei es durch Einschaltung von Widerständen, der procentuale Fehler immer klein bleibt.

Fig. 12 lässt erkennen, bei welchem Intensitätsverhältniss der procentuale Fehler ein Minimum oder ein Maximum erreicht. In Fig. 12 sind als Ordinaten die jeweiligen mitt-

leren resp. maximalen Fehler aufgetragen. Aus den Curven geht hervor, dass der mittlere und maximale Fehler bei grosser Verschiedenheit ($\frac{1}{13}$) der Intensität der Lichtquellen am grössten ist, dann langsam abnimmt bis er bei einem Intensitätsverhältniss von 1:2 sein Minimum erreicht und von hier an wieder langsam steigt, jedoch nicht wieder den vorhergehenden maximalen Werth erreicht. Der verhältnissmässig grössere Fehler bei grosser Verschiedenheit der Helligkeit der Lichtquellen ist durch die Verschiedenheit in der Farbentönung bedingt. Dieser Fehler wird jedoch bei einiger Gewöhnung des Auges an solche Farbendifferenzen auf ein Minimum beschränkt, denn wie das Resultat der Versuche zeigt, resultirt sogar bei einem Verhältniss von 1:13 nur ein Fehler von 1,7 Proc. im Mittel.

II. Resultate.

Aus den vorstehenden Versuchen geht hervor:

1. Innerhalb der Grenzen der gewöhnlich in der Praxis zur Verwendung kommenden Entfernungen ergibt sich der mittlere Fehler einer Ablesung bei 50 Einzeleinstellungen und einer Lichtstärke von 8,4 Amylacetatlampen zu 0,3 Proc.; die grösste Abweichung geht nicht über 0,56 Proc. hinaus; bei anderen Entfernungen der Lichtquellen vom Photometer, welche man in der Praxis unter besondern Umständen noch verwenden muss, ergaben sich Fehler der mittleren Einstellung (bei 50 Einzeleinstellungen) von 0,4, 0,7, 0,95 Proc. resp. 0,8, 0,9, 1,3 Proc. für die maximale Abweichung; hier bleibt der mittlere Fehler unter 1 Proc.

2. Beim Abschwächen der Helligkeit der Glühlampen durch Einschalten von Widerständen, d. h. bei Herabminderung der Spannung auf 47,5 bis 45,35 etc. entsprechend einer Lichtstärke von 6,15, 5,9, 4,0 und 1,8 Amylacetatlampen ergab sich der mittlere Fehler zu: 1,24, 1,4, 1,7, 2 Proc. und der grösste Fehler zu: 1,7, 1,9, 2,4, 2,6 Proc.

3. Weitere Versuche mit sehr verschiedenen Helligkeitsunterschieden ($\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3,5}$, $\frac{1}{6}$) — und zwar dadurch, dass in den Kreis einer Glühlampe Widerstände eingeschaltet wurden — ergaben im Mittel einen Fehler von 0,99 Proc.; selbst bei einem Helligkeitscontrast der Lampen von 1:13 — wo

also die Färbungsunterschiede sehr beträchtlich waren, erreichte der Fehler schon sein Maximum bei 1,7 Proc.

4. Bei den Helligkeitsunterschieden der Lampen ($\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$), welche durch Absorptionsgläser, die auf der einen Seite eingeschaltet wurden, hervorgerufen waren, ergab sich im Mittel ein Fehler von nur 1,4 Proc.; bei einem Intensitätsverhältniss von 1:6,4 betrug der maximale Fehler nur 1,5 Proc.

Man sieht daraus, dass das Photometer allen Anforderungen entspricht. Dasselbe ist einfach und wohlfeil und leistet sowohl den technischen, wie auch den physikalischen Anforderungen Genüge.

Neben der Art der Registrirung besitzt das Photometer noch die Vortheile leichter Herstellbarkeit, geringer Dimensionen, der Möglichkeit der Drehung des ganzen Apparates (um 180°) um die Horizontalaxe, wodurch die Fehler durch Verschiedenheit der Prismen und Kanten eliminirt werden, bequemer Einstellung und Brauchbarkeit innerhalb weiter Grenzen, sowohl für feine Messungen, als auch für solche in der Praxis.

Es sei mir an dieser Stelle noch gestattet, sowohl meinem hochverehrten Lehrer Hrn. Prof. Dr. E. Wiedemann als auch den Hrn. Privatdocenten Dr. Ebert und Dr. Knoblauch für freundliche Unterstützung meinen wärmsten Dank auszusprechen.

6. Zur Theorie magnetooptischer Erscheinungen; von P. Drude.

Neuerdings sind Beobachtungen von Zeemann¹⁾ über das Kerr'sche magnetooptische Phänomen angestellt, und zwar ausser bei Eisen auch bei Kobalt und Nickel. Da sich Zeemann der Meinung von Goldhammer anschliesst, dass diese Beobachtungen mit meinen früher gegebener Formelsystemen²⁾ im Widerspruch ständen, so möchte ich hier kurz die Resultate mittheilen, welche ich bei der Berechnung jener Beobachtungen erhalten habe.

Ich kann leider nur eine einzige Beobachtungsreihe an Kobalt benutzen, da bei den Beobachtungen am Nickelspiegel die Angabe des Einfallswinkels fehlt. — Aber auch ohnehin würden die bei einem einzigen Einfallswinkel angestellten Beobachtungen nur eine wenig ausreichende Prüfung der Theorie bilden. — Die Gesichtspunkte, nach denen weitere Forschung vorzuschreiten hätte, treten aber auch schon an den Beobachtungen am Kobaltspiegel zu Tage.

Zeemann hat für *D*-Licht folgende Werthe des Haupteinfallswinkels $\bar{\varphi}$ und des Hauptazimuths $\bar{\psi}$ an Kobalt beobachtet:

$$\bar{\varphi} = 75^{\circ} 58', \quad \bar{\psi} = 29^{\circ} 44'.$$

Ich fand früher³⁾ an Kobalt:

$$\bar{\varphi} = 78^{\circ} 5', \quad \bar{\psi} = 31^{\circ} 40'.$$

Die von mir angewandte Behandlung des Spiegels mit feinem Schmirgel hat Zeemann nicht benutzt, weil der Spiegel zu schlecht zur Beobachtung geworden sei. Es mag dies der Grund dafür sein, dass der von mir beobachtete Werth des Haupteinfallswinkels um mehr als 2° höher liegt, als der von

1) P. Zeemann, *Metingen over het verschijnsel van Kerr*. Dissert. Leyden, 1898.

2) P. Drude, *Wied. Ann.* **46**. p. 353. 1892.

3) P. Drude, *Wied. Ann.* **42**. p. 186. 1891.

Zeemann beobachtete, da Verunreinigung stets in diesem Sinne wirkt.¹⁾ — Es ist natürlich zur Prüfung der Theorie nicht günstig, wenn der Spiegel merkbare Oberflächenschichten enthält, wofür man dieselben nicht auch theoretisch berücksichtigt. Indess mag dies zunächst unterbleiben, da die Rechnung dadurch weit complicirter, wenn auch wohl durchaus durchführbar, wird.

Aus den Beobachtungen von Zeemann folgt für den Brechungsexponenten n und den Absorptionscoefficienten $n\kappa$ des Kobalt:

$$n = 2,03; \quad n\kappa = 3,24,$$

dagegen aus meinen Beobachtungen

$$n = 2,12; \quad n\kappa = 4,05.$$

Im Folgenden sind beide Werthsysteme zur Berechnung verwandt, und zwar sind die dabei erhaltenen Resultate durch die unteren Indices Z , resp. D gekennzeichnet.

Im Folgenden ist meine frühere Bezeichnungsweise²⁾ angewandt. Dieselbe hängt mit der Zeemann'schen in folgender Weise zusammen (abgesehen vom Vorzeichen):

$$p_r = \psi_{ia}^m, \quad s_r = \psi_{ia}^m, \quad p_e = \psi_{ip}^m, \quad s_e = \psi_{ip}^m.$$

$$\gamma_0 = \psi_{ip}^0, \quad \beta_0 = \psi_{ip}^0, \quad \gamma = \psi_{ia}^0, \quad \beta = \psi_{ia}^0.$$

Die Beobachtungen Zeemann's beziehen sich auf weisses Licht. Da aber der Unterschied des Kerr'schen Phänomens zwischen D -Licht und weissem Licht bei Eisen unmerklich ist³⁾, so kann man wohl auch hier, zumal bei der Unsicherheit des wahren Werthes von φ und $\bar{\psi}$ bei dem von Zeemann benutzten Spiegel, die angegebenen Zahlen benutzen.

Durch Anwendung der früher von mir angegebenen Formeln⁴⁾ erhält man nun aus den Beobachtungen, welche sich auf sogenannte polare Reflexion beziehen, die Mittelwerthe (falls dabei die Drehung $1' = 1$ gesetzt ist):

$$\left(\frac{b}{\tau}\right)_D = 86,7, \quad \left(\frac{b}{\tau}\right)_Z = 72,5.$$

1) P. Drude, Wied. Ann. **39**. p. 438. 1890.

2) P. Drude, Wied. Ann. **46**. p. 353. 1892.

3) Zeemann, l. c. p. 17.

4) l. c. Formel (69'), (70'), (78'), (79').

Berechnet man mit Hülfe dieser Werthe wiederum rückwärts die Beobachtungen, so ergeben sich folgende Resultate (φ bedeutet den Einfallswinkel):

φ	p_r			s_r			γ_0			γ		
	berechnet			berechnet			berechnet			berechnet		
	beob.	D	Z	beob.	D	Z	beob.	D	Z	beob.	D	Z
45°	+15,0'	+18,7	+18,8	+11,8	+14,4	+13,4	-1,4	-18,0	-16,4	+17,5	+38,6	+37,6
60°	+19,9	+20,0	+21,0	+12,7	+12,0	+10,7	+3,9	-2,9	-1,8	+16,5	+23,3	+23,2
78°	+18,3	+18,9	+18,4	+11,2	+8,2	+6,9	+8,7	+3,9	+4,6	+15,4	+16,6	+16,2

Wie die Tabelle lehrt, macht es keinen wesentlichen Unterschied, ob man die optischen Constanten n_D , n_{λ_D} oder n_Z , n_{λ_Z} benutzt.

Die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung ist gut hinsichtlich der sogenannten Minimumdrehungen p_r und s_r , dagegen nicht gut hinsichtlich der Nulldrehungen. Wenn auch bei letzteren der Beobachtungsfehler weit grösser, als der der ersteren sein wird¹⁾, so glaube ich doch nicht, dass diese allein die vorhandenen Abweichungen erklären. Dieselben sind nämlich in demselben Sinne, wenn auch in weit geringerem Maasse, bei den Righi'schen Beobachtungen an Stahlspiegeln vorhanden. Diese Abweichungen kennzeichnen sich dadurch, dass γ_0 nach der Theorie bei einem grösseren Einfallswinkel das Zeichen wechselt, als es nach der Beobachtung der Fall ist, und dass die absoluten berechneten Beträge von γ und γ_0 für kleinere Einfallswinkel die beobachteten übertreffen.

Es handelt sich nun darum, ob die gekennzeichneten Abweichungen fortfallen, wenn man mit Goldhammer²⁾ zwei magneto-optische Constanten einführt. — Die zur Rechnung zu benutzenden Formeln lassen sich ohne weiteres aus meinen l. c. p. 388 ff. angegebenen Formeln (69), (70), (78), (79) ableiten, wenn man an Stelle der reellen Constanten b/τ setzt: $b\tau + i b'/\tau$.

1) Auf p. 37 gibt Zeemann an, dass an einem Kobaltspiegel (wahrscheinlich durch unrichtige Magnetisirung) die Werthe von ψ_{ip}^0 und ψ_{ia}^0 , welche sonst einander gleich sind, für $\varphi = 60^\circ$ bei grünem Licht betragen hätten: $\psi_{ip}^0 = 8,0'$, $\psi_{ia}^0 = 3,3'$.

2) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. 46. p. 71. 1892.

Legt man nur die Werthe n_z , $n\kappa_z$ der Rechnung zu Grunde, so ergeben sich als Mittelwerthe aus den Beobachtungen:

$$\frac{b}{\tau} = +66,2; \quad \frac{b'}{\tau} = +19,4.$$

Rückwärts berechnen sich die Beobachtungen mit Hülfe dieser Werthe wie folgt:

φ	p_r		s_r		γ_0		γ	
	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
45	15,0	18,8	11,8	14,9	-1,4	-2,5	17,5	20,6
60	19,9	19,6	12,7	12,5	+3,9	+4,7	16,5	14,4
73	18,3	14,7	11,2	8,6	+8,7	+7,2	15,4	11,5

Die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung ist entschieden besser, als ohne Zuhülfenahme von b'/τ ; es ist ja auch selbstverständlich, dass mit zwei verfügbaren Constanten die Beobachtungen nie schlechter darstellbar sein können, als mit einer. Speciell ist es jetzt erreicht, dass γ_0 einen Zeichenwechsel erleidet für einen Einfallswinkel, der der Beobachtung entspricht. Jedoch völlig befriedigend ist die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung noch nicht, wie ein Blick auf die Werthe von γ lehrt. Während diese nach der Beobachtung mit Wachsen des Einfallswinkels von 45° auf 73° nur wenig abnehmen, ergibt die Rechnung eine Abnahme auf fast die Hälfte des Werthes bei 45° .

Ich glaube daher, dass diese Beobachtungen noch nicht genügen, um darüber zu entscheiden, ob die Einführung von einer oder von zwei magnetooptischen Constanten nothwendig und hinreichend ist. Erneute Beobachtungen würden sowohl bei möglichst viel verschiedenen Einfallswinkeln anzustellen sein, als auch wäre für möglichste Reinhaltung des Spiegels zu sorgen. Ich glaube in der That, dass entweder durch letzteres, oder durch Beobachtungsfehler die Zahlen Zeemann's etwas entstellt sein müssen. Auffallend ist nämlich, dass Zeemann für s , keine gleichmässige Annahme bei wachsendem Einfallswinkel beobachtet, während dies nach Righi bei Eisen der Fall ist, und ebenso nach der Theorie (auch der Goldhammer'schen). — Ebenso hat Righi die nach der Rechnung folgende starke Abnahme von γ zwischen 45° und

73° beobachtet bei Eisen, während sie nach Zeemann nur sehr gering ist.

Die Verhältnisse können natürlich bei Kobalt etwas anders liegen, als bei Eisen; indess ist sicher, dass nach jeder Theorie die Nulldrehungen für kleine Einfallswinkel sehr gross werden müssen. Wenn die Erfahrung dem widersprechen sollte, so wäre es das nächste, mathematisch zu discutiren, ob die Anwesenheit von Oberflächenschichten diese Abweichungen erklären kann.

Wahrscheinlich ist dies wohl deshalb, weil bei Stahl, für welchen man leicht einen grossen Werth des Haupteinfallswinkels erreicht, d. h. Oberflächenschichten vermeidet, die Abweichungen zwischen allen bisher angestellten Beobachtungen und meiner Theorie, ausserordentlich gering sind.

Es würde also mit Freude zu begrüßen sein, wenn auch bei Nickel und Kobalt die Beobachtungen in der vollständigen Weise, wie z. B. die Righi'schen Beobachtungen am Stahl, ausgeführt und die Wirkungen von Oberflächenschichten auf diese magnetooptischen Phänomene in experimenteller und mathematischer Hinsicht untersucht würden. Erst dann kann man die Frage entscheiden, ob man zwei magnetooptische Constanten einführen muss, oder mit einer ausreicht.

Bezogen sich die vorigen Auseinandersetzungen auf den Vergleich der Resultate der Goldhammer'schen Theorie und der meinigen mit den citirten Beobachtungen, so möchte ich jetzt noch betreffs der Darstellung der ersteren Theorie einige Bemerkungen äussern, welche sich beziehen auf eine Entgegnung Goldhammer's¹⁾ gegen meine letzte, die magnetooptischen Erscheinungen betreffende Notiz.²⁾

1. Ich vermuthete nicht, dass die 12 Gleichungen der p. 80 der Goldhammer'schen Arbeit (Wied. Ann. 46) durch Druckfehler entstellt waren und nahm daher an, dass Goldhammer die Continuität von U , V , W an Stelle der von U , V , W schliesslich setzte. Nach den Formeln (1) jener Arbeit muss ja nun allerdings bei Stetigkeit von f und V

1) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. 48. p. 740. 1893.

2) P. Drude, Wied. Ann. 48. p. 122. 1893.

auch Q stetig sein. Die Stetigkeit von f stösst jedoch auf Widersprüche.

Die erste der dortigen Formel (19) ergibt nämlich (vorausgesetzt, dass sie keinen Druckfehler enthält) mit Berücksichtigung von (9):

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \mathfrak{B}^2 \Delta U + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial h} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial W}{\partial y} \right),$$

gültig im ganzen Raume. Daraus folgt, dass φ und U Exponentialfunctionen sind, deren Exponenten dieselben (linearen) Functionen der Coordinaten und der Zeit sind. Da nun (nach (10)) $\Delta \varphi = 0$ sein soll, so folgt $\varphi = 0$, folglich nach (18) $f' = 0$, also nach (17) $f = f''$. Da nun f'' unständig ist, so muss es auch f sein, und daher nach (1) auch Q .

Enthalten dagegen die Formeln (19) den Druckfehler, dass auf ihrer linken Seite U statt U stehen soll, so würde folgen:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \mathfrak{B}^2 \Delta U + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial h} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial W}{\partial y} \right),$$

und zwei analoge Gleichungen. — Mit diesen drei Gleichungen ist aber schon für den Fall magnetisch nicht activer Medien die Stetigkeit an der Grenze von U , V , W und ihrer Derivirten nach x , y , z unvereinbar¹⁾, eine Thatsache, welche Goldhammer selbst bei Besprechung der electromagnetischen Theorie von Tumlriz erwähnt hat.²⁾

2. Den Goldhammer'schen Nachweis, dass meine Formeln (66)³⁾ mit den seinigen (30)⁴⁾ identisch seien, halte ich deshalb nicht für richtig, weil bei den von Goldhammer angewandten Substitutionen H_2 an Stelle meines D_1 , und H_1 an Stelle meines D_2 zu setzen wäre. Man erkennt dieses durch Berücksichtigung meiner Formeln (16).

Diese Schwierigkeiten vermeidet man, wenn man, wie ich es gethan habe, diejenigen Formeln in beiden Theorien miteinander vergleicht, welche die Amplituden der gebrochenen

1) Daher behauptete ich, dass die Grenzbedingungen (1) bis (12) mit (19) in Widerspruch seien, weil ich nicht den von Goldhammer jetzt richtig gestellten Druckfehler vermuthen konnte.

2) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. 47. p. 266. 1892.

3) P. Drude, Wied. Ann. 46. p. 387. 1892.

4) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. 46. p. 81. 1892.

Wellen nicht mehr enthalten. Man gelangt dann zu der von mir erwähnten Zeichendifferenz in beiden Theorien. Da diesser Punkt bei der Kleinheit der magnetooptischen Constanten völlig unwesentlich ist, so glaube ich, dass es nicht im Interesse der Leser der „Annalen“ liegt, diese Rechnung in extenso vorzuführen.

Sieht man von dieser unwesentlichen Differenz ab, so gebe ich zu, dass man die Schlussresultate meiner Theorie als (formell) speciellen Fall der Resultate der Goldhammer'schen Theorie ansehen kann. — In formeller Hinsicht scheinen mir jedoch meine Formeln vor denen Goldhammer's den Vorzug einer bequemerer Anwendung auf die Beobachtungen zu besitzen. — Auf die Unterschiede beider Theorien, welche nicht formeller Art sind, will ich nicht eingehen, da sie für die Vorhersagung von Beobachtungen keine Bedeutung besitzen.

Göttingen, 3. Mai 1893.

7. Bestimmung der Constanten der thermischen Dilatation und des thermischen Druckes für einige quasi-isotrope Metalle; von W. Voigt.

(Im Auszuge aus den Nachrichten von der Königl. Ges. der Wiss. zu Göttingen Nr. 5, 1893 mitgetheilt.)

Die im Folgenden mitgetheilten Messungen bilden ein Glied in einer längeren Reihe von Beobachtungen, deren Ziel ist, an denselben, möglichst gut definirten Metallstücken eine grössere Anzahl von physikalischen Constanten zu bestimmen. Nur so gefundene Zahlen können theoretisch verwerthet werden, insbesondere zur Beantwortung der Frage, ob zwischen den auf dieselbe Substanz bezüglichen verschiedenartigen Constanten numerische Beziehungen stattfinden.

Die untersuchten Metallstäbe sind dieselben, für welche ich bereits die Constanten der Elasticität und der inneren Reibung mitgetheilt habe¹⁾, ausgesägt aus vorsichtig gegossenen, im übrigen unbearbeiteten Blöcken. Die Bestimmung ihrer thermischen Dilatation geschah mit Hülfe des früher beschriebenen Apparates²⁾, der schon zur Beobachtung einiger Krystalle gedient hat. Ich wiederhole hier nur kurz sein Constructionsprincip.

An der Wand des Beobachtungsraumes ist ein Gestell befestigt, welches eine vertical herabhängende messingene Schiene trägt. Das untere Ende des zu untersuchenden Stäbchens wird mittels einer feinen Körnervertiefung auf eine Messing Spitze aufgelegt, welche sich am untersten Theile der Schiene befindet; auf dem oberen Ende des Stäbchens liegt in einer ähnlichen Vertiefung eine kleine Wippe, die ihren zweiten Stützpunkt an der Schiene hat und einen vertical gestellten Spiegel trägt. In demselben wird mit einem Fernrohr eine entfernte vertical aufgestellte Scala beobachtet. Ein zweiter, an der

1) Vgl. W. Voigt, Abh. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen. 38. 1892, und Wied. Ann. 47. p. 671. 1892; 48. p. 674. 1893.

2) W. Voigt, Wied. Ann. 43. p. 831. 1891.

Schiene selbst befestigter Spiegel gestattet, etwaige Veränderungen in deren Stellung in Rechnung zu ziehen.

Besteht Stab und Schiene aus verschiedener Substanz, so ändert sich die Neigung des beweglichen Spiegels mit der Temperatur; und zwar wird die einer Temperaturdifferenz ϑ entsprechende Verschiebung σ der von unten nach oben nume-
rirten Millimeterscala im Fernrohr gegeben sein durch

$$(1) \quad \sigma = \frac{2LE}{H} (\alpha - \alpha_m) \vartheta = \beta \vartheta,$$

falls L die Länge des Stabes, H den Hebelarm der Wippe, E die Entfernung der Scala vom Fernrohr, α den thermischen Dilatationscoefficienten des Stabes, α_m denjenigen der Messing-
schiene bezeichnet.

Die Beobachtungstemperatur wurde dadurch geändert, dass der ganze Apparat mit der Wippe bis hart unter den beweglichen Spiegel abwechselnd in ein kaltes und ein warmes Bad von Paraffinöl getaucht wurde; diese Bäder konnten, ohne den Apparat zu erschüttern, durch eine geeignete mechanische Vorrichtung — einen auf Rollen längs der Wand vertical verschiebbaren Schlitten — von unten her dem Apparat entgegengehoben und in der gewünschten Lage durch ein Gegengewicht festgehalten werden. Die Flüssigkeit wurde durch Turbinenrührer in mässiger Circulation erhalten; da das kältere Bad meist eine nur wenig tiefere Temperatur besass, als die Luft des Beobachtungsraumes, das wärmere sich über einer kleinen Gasflamme befand, ausserdem die kupfernen Gefässe mit Filz überzogen waren, so gelang es leicht, die Temperaturen längere Zeit bis auf $0,1^\circ \text{C.}$ constant zu halten. Eine grössere Genauigkeit war nicht nöthig, weil sich bald zeigte, dass die verschiedenen Stäbe aus derselben Substanz keineswegs sehr genau übereinstimmendes Verhalten zeigten, die ganze Bestimmung also nur mässig genaue Werthe liefern konnte. Aus demselben Grunde ist die Untersuchung der Abhängigkeit der thermischen Dilatation von der Temperatur weniger ausführlich behandelt und theilweise ganz unterblieben.

Bezüglich der Berechnung sei bemerkt, dass, wenn man den Dilatationscoefficienten als lineäre Function der Temperatur ansetzt, was innerhalb des benutzten mässigen Bereiches zulässig ist, der einem Temperaturzuwachs $\vartheta = \vartheta_2 - \vartheta_1$ ent-

sprechende Zuwachs l der Stablänge direct den Werth des Dilatationscoefficienten α für die mittlere Temperatur $\vartheta_m = \frac{1}{2}(\vartheta_1 + \vartheta_2)$ bestimmt; denn aus

$$l = L_2 - L_1 = L_0 \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \alpha(\vartheta) d\vartheta = L_0 \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} (\alpha_0 + \alpha_1 \vartheta) d\vartheta,$$

$$= L_0 \left(\alpha_0 + \alpha_1 \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} \right) (\vartheta_2 - \vartheta_1)$$

folgt

$$(2) \quad \frac{l}{L_0 \vartheta} = \alpha_0 + \alpha_1 \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} = \alpha(\vartheta_m).$$

Die Vortheile des Apparates gegenüber dem bekannten sinnreichen von Fizeau liegen vor allen Dingen in der Benutzung von zwei Flüssigkeitsbädern, die sich leicht auswechseln lassen und dadurch eine schnelle Veränderung der Temperatur erlauben, auch mehr Garantie für eine zuverlässige Temperaturbestimmung bezüglich des untersuchten Körpers bieten, als Luftbäder; ferner in der Anwendung der Ablesung an einer Scala gegenüber der mühsamen dauernden Abzählung der wandernden Interferenzstreifen. Gegenüber dem dilatometrischen Verfahren, bei dem die gesuchte Grösse durch die Differenz zweier wenig verschiedener Ablesungen bestimmt wird, bietet die benutzte Methode eine grössere Sicherheit.¹⁾

Zum Graduiren des Apparates diente die Beobachtung eines schönen, von Hrn. Dr. Steeg und Reuter in Bad Homburg hergestellten Stabes von Bergkrystall, parallel der krystallographischen Hauptaxe orientirt, von ca. 11 cm Länge.

Die mit ihm erhaltenen Ablesungen sind so mitgetheilt, dass in der ersten Columne die Temperaturänderung ϑ , in der zweiten die ihr entsprechende beobachtete Verschiebung σ der Scala im Fernrohr aufgeführt ist, in der dritten deren berechneter Werth σ_b , der mit Hülfe des aus allen Messungen einer Reihe bestimmten $\beta = \sigma/\vartheta$ erhalten ist. ϑ_m ist, wie oben, die mittlere Temperatur, d. h. das arithmetische Mittel der erreichten Grenztemperaturen. Zur Be-

1) Hervorzuheben ist die Bequemlichkeit und der im Verhältniss zu den guten Leistungen niedrige Preis des Apparates, die ihn als Uebungsgegenstand für das Laboratorium sehr empfehlen. Die Unsicherheit der für einen und denselben Stab gefundenen Werthe α beträgt nur einige pro Mille.

stimmung der Temperaturen diente ein Geissler'sches Normalthermometer, dessen Theilung innerhalb des benutzten Temperaturintervalles und bei der gebrauchten Anordnung um den 0,0089ten Theil zu gross war; die deswegen nothwendige Correction ist aber nicht an den einzelnen Beobachtungen, sondern erst an den Endresultaten angebracht.

Quarz $L = 10,98$.

$$\begin{array}{rcl} \vartheta = + 53,9 & \sigma = - 12,94 & \sigma_b = 12,76 \\ - 53,4 & + 12,50 & 12,63 \\ + 53,6 & - 12,50 & 12,66 \\ - 53,2 & + 12,43 & 12,55 \\ + 53,7 & - 12,82 & 12,70 \end{array}$$

$$\begin{array}{rcl} \vartheta = + 56,9 & \sigma = - 13,51 & \sigma_b = 13,45 \\ - 56,1 & + 13,11 & 13,26 \\ + 58,2 & - 13,84 & 13,76 \\ - 57,5 & + 13,82 & 13,60 \end{array}$$

$$\beta = - 0,2366, \quad \vartheta_m = 38,2.$$

Die einzelnen Beobachtungen dieser Reihe stimmen unter sich zwar weniger gut, aber durch die grosse Zahl der Messungen erhält das Endresultat doch eine ziemlich bedeutende Sicherheit.

$$\begin{array}{rcl} \vartheta = + 32,35 & \sigma = - 7,40 & \sigma_b = 7,45 \\ - 32,80 & + 7,41 & 7,44 \\ + 28,00 & - 6,47 & 6,45 \\ - 27,85 & + 6,42 & 6,42 \end{array}$$

$$\beta = 0,2303, \quad \vartheta_m = 26,1.$$

$$\begin{array}{rcl} \vartheta = + 26,0 & \sigma = - 5,96 & \sigma_b = 5,84 \\ - 34,0 & + 7,55 & 7,64 \\ + 28,0 & - 6,43 & 6,29 \\ - 27,7 & + 6,12 & 6,22 \\ + 26,5 & - 5,90 & 5,95 \end{array}$$

$$\beta = - 0,2247, \quad \vartheta_m = 14,1.$$

Macht man für β den Ansatz

$$\beta = \beta_0 + \beta_1 \vartheta_m,$$

so findet sich

$$\beta_0 = - 0,2176, \quad \beta_1 = - 0,000492$$

und folgende Vergleichung

$$\begin{array}{lll} \text{beobachtet} & 0,2366 & 0,2303 & 0,2247 \\ \text{berechnet} & 0,2365 & 0,2305 & 0,2246 \end{array}$$

Nach Anbringung der Thermometercorrection werden diese Resultate

$$\beta_0 = - 0,2157, \quad \beta_1 = - 0,000488.$$

Nun ist nach (1) der Ausdehnungscoefficient der Messingschiene gegeben durch

$$(3) \quad \alpha_m = \alpha_q - \beta \frac{H}{2LE},$$

falls α_q den lineären Ausdehnungscoefficienten des Quarzes parallel der Hauptaxe bezeichnet. Benutzt man, dass bei dem angewandten Apparate

$$H = 0,622, \quad E = 591,5$$

war, und dass die neuesten Beobachtungen von Benoît¹⁾

$$\alpha_q = (7,111 + 0,01712 \vartheta_m) 10^{-6}$$

ergeben haben, so erhält man als die Constante des Apparates

$$\alpha_m = (17,44 + 0,0405 \vartheta_m) 10^{-6},$$

oder, wenn man die Temperatur 30° C. zu Grunde legt, um nicht den Fundamentalwerth durch Extrapolation zu gewinnen, und beachtet, dass dies α_m , wie oben gezeigt, den lineären thermischen Ausdehnungscoefficienten bei der Temperatur $\Theta = \vartheta_m$ angibt:

$$\alpha_m = (18,65 + 0,0405 (\Theta - 30)) \cdot 10^{-6}.$$

Mit dieser Zahl sind die mit den Metallen angestellten Beobachtungen berechnet, von denen ich hier nur die Endresultate angebe, indem ich bezüglich der Einzelheiten auf den ersten Abdruck dieser Untersuchung verweise.

Allgemein bemerke ich, dass die Uebereinstimmung sowohl der direct beobachteten σ mit den berechneten σ , bei denselben Stab, als auch die der schliesslich folgenden Ausdehnungscoefficienten α für verschiedene Stäbe derselben Substanz bei den verschiedenen Metallen ziemlich verschieden ausgefallen ist.

Die Differenzen zwischen den σ und den σ , rühren zum Theil von Erschütterungen des Apparates durch an dem leider ungünstig gelegenen Beobachtungsraume mitunter nahe vorbeifahrende Lastwagen her, zum Theil aber unzweifelhaft von einer Art thermischer Nachwirkung, die einen absolut stationären Zustand auch nach stundenlangem Verweilen in derselben Temperatur nicht eintreten liess; letztere war bei den

1) J. R. Benoît, Trav. et Mém. bur. intern. 6. p. 119, 121. 1888.

stark ductilen Metallen (Kadmium, Silber, Zinn u. dgl.) am stärksten, diese gaben daher mitunter auch bedeutendere Werthe der Differenzen $\sigma - \sigma_b$.

Die Abweichung der Endwerthe α für verschiedene Stäbe desselben Materials scheint einerseits eine Folge der mangelhaften Isotropie, andererseits die Wirkung der verschiedenen mechanischen Einwirkung bei der Herstellung der Stäbe zu sein. In der That sind dieselben bei den grobkristallinen und den stark ductilen Metallen im allgemeinen am grössten.

Bei den Ablesungen hat Hr. Drude mir treulich geholfen.

Aluminium.¹⁾

Nr. 1.	$\beta = +0,1000$,	$\vartheta_m = 31,1$,	$L = 11,10$,	$\alpha = 23,40 \cdot 10^{-6}$.
" 2.	$\beta = +0,0939$,	$\vartheta_m = 38,9$,	$L = 11,09$,	$\alpha = 23,66 \cdot 10^{-6}$.
" 5.	$\beta = +0,0947$,	$\vartheta_m = 44,0$,	$L = 11,03$,	$\alpha = 23,69 \cdot 10^{-6}$.
" 6.	$\beta = +0,0951$,	$\vartheta_m = 38,0$,	$L = 11,06$,	$\alpha = 23,46 \cdot 10^{-6}$.
" 5.	$\beta = +0,0877$,	$\vartheta_m = 13,6$,	$L = 11,03$,	$\alpha = 22,13 \cdot 10^{-6}$.
" 6.	$\beta = +0,0855$,	$\vartheta_m = 15,4$,	$L = 11,06$,	$\alpha = 22,09 \cdot 10^{-6}$.

Hieraus folgt als definitiver Werth

$$\alpha = (23,06 + 0,061 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und daraus die Zusammenstellung:

beob.	23,40	23,66	23,69	23,46	22,13	22,09
ber.	23,12	23,61	23,92	23,55	22,06	22,16

Diese Zahlen stimmen weniger genau, als einige der folgenden Reihen; da aber die Vergleichung der einzelnen σ und σ_b nur geringe Differenzen gab, so ist die Ursache der Abweichungen nicht in den Beobachtungen, sondern in dem Material zu suchen.

Bronze.

Nr. 8.	$\beta = -0,0173$,	$\vartheta_m = 37,4$,	$L = 10,95$,	$\alpha = 18,13 \cdot 10^{-6}$.
" 14.	$\beta = -0,0173$,	$\vartheta_m = 40,3$,	$L = 10,96$,	$\alpha = 18,25 \cdot 10^{-6}$.
" 14.	$\beta = -0,0215$,	$\vartheta_m = 18,5$,	$L = 10,96$,	$\alpha = 17,17 \cdot 10^{-6}$.

Hieraus folgt

$$\alpha = (17,75 + 0,0503 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	18,13	18,25	17,17
ber.	18,12	18,27	17,17

1) Wegen der genaueren Charakterisirung der untersuchten Metalle sei verwiesen auf Wied. Ann. 48. p. 675. 1893.

2) Die angegebenen Werthe β sind noch mit dem Thermometerfehler behaftet, die α hingegen corrigirt.

Kadmium.

Nr. 2.	$\beta = + 0,110$,	$\vartheta_m = 43,0$,	$L = 10,98$,	$\alpha = 24,4 \cdot 10^{-6}$.
„ 4.	$\beta = + 0,132$,	$\vartheta_m = 41,0$,	$L = 11,02$,	$\alpha = 25,3 \cdot 10^{-6}$.
„ 4.	$\beta = + 0,131$,	$\vartheta_m = 18,3$,	$L = 11,02$,	$\alpha = 24,4 \cdot 10^{-6}$.

Die Abhängigkeit des Dilatationscoefficienten von der Temperatur versteckt sich hier unter den Beobachtungsfehlern; wir setzen für 30° als angenähert richtig

$$\alpha = 24,7 \cdot 10^{-6}.$$

Eisen.

Nr. 1.	$\beta = - 0,139$,	$\vartheta_m = 35,9$,	$L = 11,02$,	$\alpha = 12,16 \cdot 10^{-6}$.
„ 2.	$\beta = - 0,157$,	$\vartheta_m = 39,6$,	$L = 11,14$,	$\alpha = 11,69 \cdot 10^{-6}$.
„ 5.	$\beta = - 0,147$,	$\vartheta_m = 36,5$,	$L = 11,02$,	$\alpha = 11,97 \cdot 10^{-6}$.
„ 6.	$\beta = - 0,148$,	$\vartheta_m = 38,0$,	$L = 11,00$,	$\alpha = 11,92 \cdot 10^{-6}$.
„ 5.	$\beta = - 0,1526$,	$\vartheta_m = 15,5$,	$L = 11,02$,	$\alpha = 10,85 \cdot 10^{-6}$.
„ 6.	$\beta = - 0,1507$,	$\vartheta_m = 16,0$,	$L = 11,00$,	$\alpha = 10,95 \cdot 10^{-6}$.

Hieraus folgt

$$\alpha = (11,58 + 0,048 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	12,16	11,69	11,97	11,93	10,85	10,95
ber.	11,86	12,04	11,89	11,96	10,89	10,91

Die Uebereinstimmung ist recht befriedigend, obgleich das benutzte Eisen nicht eben feinkörnig war.

Gold.

Nr. 1.	$\beta = - 0,0965$,	$\vartheta_m = 35,6$,	$L = 10,90$,	$\alpha = 14,26 \cdot 10^{-6}$.
„ 2.	$\beta = - 0,0952$,	$\vartheta_m = 33,4$,	$L = 10,90$,	$\alpha = 14,24 \cdot 10^{-6}$.
„ 1.	$\beta = - 0,0927$,	$\vartheta_m = 15,6$,	$L = 10,90$,	$\alpha = 13,64 \cdot 10^{-6}$.
„ 2.	$\beta = - 0,0863$,	$\vartheta_m = 15,8$,	$L = 10,90$,	$\alpha = 13,95 \cdot 10^{-6}$.

Hieraus folgt

$$\alpha = (14,14 + 0,0239 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	14,26	14,24	13,64	13,95
ber.	14,27	14,22	13,80	13,80

Kupfer.

Nr. 1.	$\beta = - 0,034$,	$\vartheta_m = 39,1$,	$L = 11,02$,	$\alpha = 17,41 \cdot 10^{-6}$.
„ 2.	$\beta = - 0,035$,	$\vartheta_m = 38,3$,	$L = 11,03$,	$\alpha = 17,33 \cdot 10^{-6}$.
„ 5.	$\beta = - 0,033$,	$\vartheta_m = 35,0$,	$L = 11,00$,	$\alpha = 17,29 \cdot 10^{-6}$.
„ 6.	$\beta = - 0,031$,	$\vartheta_m = 36,0$,	$L = 11,01$,	$\alpha = 17,43 \cdot 10^{-6}$.
„ 5.	$\beta = - 0,0345$,	$\vartheta_m = 15,5$,	$L = 11,00$,	$\alpha = 16,43 \cdot 10^{-6}$.
„ 6.	$\beta = - 0,0315$,	$\vartheta_m = 12,2$,	$L = 11,01$,	$\alpha = 16,44 \cdot 10^{-6}$.

Hieraus folgt

$$\alpha = (17,09 + 0,0404 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	17,41	17,33	17,29	17,43	16,43	16,44
ber.	17,46	17,43	17,29	17,33	16,50	16,37

Die Uebereinstimmung ist sehr befriedigend.

Magnesium.

Nr. 2.	$\beta = + 0,0159$,	$\vartheta_m = 32,3$,	$L = 11,03$,	$\alpha = 26,26 \cdot 10^{-6}$.
" 5.	$\beta = + 0,162$,	$\vartheta_m = 40,0$,	$L = 11,00$,	$\alpha = 26,73 \cdot 10^{-6}$.
" 6.	$\beta = + 0,156$,	$\vartheta_m = 33,0$,	$L = 11,02$,	$\alpha = 26,15 \cdot 10^{-6}$.
" 5.	$\beta = + 0,1496$,	$\vartheta_m = 15,4$,	$L = 11,00$,	$\alpha = 25,15 \cdot 10^{-6}$.
" 6.	$\beta = + 0,149$,	$\vartheta_m = 16,5$,	$L = 11,02$,	$\alpha = 25,16 \cdot 10^{-6}$.

Hieraus folgt

$$\alpha = (26,05 + 0,064 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	26,26	26,73	26,15	25,15	25,16
ber.	26,20	26,69	26,24	25,12	25,19

Die Uebereinstimmung ist trotz der Weichheit des Materials sehr gut.

Nickel.

Nr. 2.	$\beta = - 0,115$,	$\vartheta_m = 32,0$,	$L = 11,07$,	$\alpha = 13,32 \cdot 10^{-6}$.
" 3.	$\beta = - 0,117$,	$\vartheta_m = 38,7$,	$L = 11,04$,	$\alpha = 13,48 \cdot 10^{-6}$.
" 4.	$\beta = - 0,120$,	$\vartheta_m = 46,5$,	$L = 11,08$,	$\alpha = 13,68 \cdot 10^{-6}$.
" 5.	$\beta = - 0,114$,	$\vartheta_m = 34,0$,	$L = 11,01$,	$\alpha = 13,42 \cdot 10^{-6}$.
" 5.	$\beta = - 0,1160$,	$\vartheta_m = 14,3$,	$L = 11,01$,	$\alpha = 12,53 \cdot 10^{-6}$.
" 6.	$\beta = - 0,1170$,	$\vartheta_m = 15,5$,	$L = 11,00$,	$\alpha = 12,53 \cdot 10^{-6}$.

Hieraus folgt

$$\alpha = (13,15 + 0,0413 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	13,48	13,68	13,42	13,32	12,53	12,53
ber.	13,51	13,83	13,31	13,23	12,50	12,55

Silber.

Nr. 1.	$\beta = + 0,0105$,	$\vartheta_m = 40,6$,	$L = 11,03$,	$\alpha = 19,58 \cdot 10^{-6}$.
" 2.	$\beta = + 0,013$,	$\vartheta_m = 33,8$,	$L = 11,04$,	$\alpha = 19,42 \cdot 10^{-6}$.
" 5.	$\beta = + 0,0145$,	$\vartheta_m = 35,0$,	$L = 11,04$,	$\alpha = 19,66 \cdot 10^{-6}$.
" 6.	$\beta = + 0,0135$,	$\vartheta_m = 31,9$,	$L = 11,03$,	$\alpha = 19,37 \cdot 10^{-6}$.
" 5.	$\beta = + 0,0145$,	$\vartheta_m = 15,7$,	$L = 11,04$,	$\alpha = 18,76 \cdot 10^{-6}$.
" 6.	$\beta = + 0,0091$,	$\vartheta_m = 15,7$,	$L = 11,03$,	$\alpha = 18,51 \cdot 10^{-6}$.

Hieraus folgt

$$\alpha = (19,25 + 0,043 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	19,58	19,42	19,66	19,37	18,76	18,51
ber.	19,71	19,41	19,60	19,38	18,63	18,63

Die Uebereinstimmung ist im ganzen recht gut.

Stahl (L S 84 R).

Nr. 1.	$\beta = -0,156,$	$\vartheta_m = 35,7,$	$L = 11,09,$	$\alpha = 11,55 \cdot 10^{-6}.$
" 2.	$\beta = -0,150,$	$\vartheta_m = 35,0,$	$L = 11,10,$	$\alpha = 11,82 \cdot 10^{-6}.$
" 5.	$\beta = -0,149,$	$\vartheta_m = 35,2,$	$L = 11,01,$	$\alpha = 11,81 \cdot 10^{-6}.$
" 6.	$\beta = -0,149,$	$\vartheta_m = 36,7,$	$L = 11,01,$	$\alpha = 11,87 \cdot 10^{-6}.$
" 5.	$\beta = -0,1532,$	$\vartheta_m = 16,2,$	$L = 11,01,$	$\alpha = 10,85 \cdot 10^{-6}.$
" 6.	$\beta = -0,1577,$	$\vartheta_m = 15,2,$	$L = 11,01,$	$\alpha = 10,60 \cdot 10^{-6}.$

Hieraus ergibt sich

$$\alpha = (11,47 + 0,0519 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	11,55	11,82	11,81	11,87	10,85	10,60
ber.	11,77	11,73	11,74	11,82	10,75	10,70

Die Uebereinstimmung ist ziemlich bedeutend.

Stahl (L S 84 E).

Nr. 3.	$\beta = -0,154,$	$\vartheta_m = 36,1,$	$L = 11,03,$	$\alpha = 11,62 \cdot 10^{-6}.$
" 4.	$\beta = -0,152,$	$\vartheta_m = 39,6,$	$L = 11,05,$	$\alpha = 11,87 \cdot 10^{-6}.$

Die Beobachtungen sind nicht weiter geführt, weil nach den vorstehenden Zahlen offenbar diese Stahlsorte sich nicht merklich anders verhält, als die vorige.

Wismuth.

Nr. 1.	$\beta = -0,106,$	$\vartheta_m = 35,0,$	$L = 10,95,$	$\alpha = 13,82 \cdot 10^{-6}.$
" 2.	$\beta = -0,102,$	$\vartheta_m = 36,0,$	$L = 11,00,$	$\alpha = 14,07 \cdot 10^{-6}.$
" 3.	$\beta = -0,1085,$	$\vartheta_m = 15,8,$	$L = 11,00,$	$\alpha = 12,93 \cdot 10^{-6}.$

Hieraus folgt

$$\alpha = (13,67 + 0,052 (\theta - 30)) \cdot 10^{-6},$$

und die Zusammenstellung:

beob.	13,82	14,07	12,93
ber.	13,93	13,98	12,93

Zink.

Nr. 1.	$\beta = +0,118,$	$L = 11,02,$	$\alpha = 24,2 \cdot 10^{-6}.$
" 2.	$\beta = +0,136,$	$L = 11,01,$	$\alpha = 25,1 \cdot 10^{-6}.$
" 3.	$\beta = +0,182,$	$L = 10,92,$	$\alpha = 27,3 \cdot 10^{-6}.$
" 4.	$\beta = +0,109,$	$L = 10,57,$	$\alpha = 24,0 \cdot 10^{-6}.$

Die enorme Verschiedenheit der gefundenen Werthe dürfte sich hier wohl am natürlichsten durch das sehr grobe krystallinische Korn des benutzten Zinkes erklären und würde dann auf eine starke Abhängigkeit der thermischen Dilatation von der Richtung gegen die Krystallaxen deuten. Die Abhängigkeit derselben von der Temperatur zu untersuchen, hatte

unter diesen Umständen keinen Zweck; eben deshalb sind die Werthe α auch statt für die wirklichen ϑ_m , welche um 36° lagen, sogleich für den Normalwerth 30° berechnet; man wird

$$\alpha = 25,1 \cdot 10^{-6}$$

als einen angenäherten Werth benutzen können.

Zinn.

Nr. 1.	$\beta = + 0,066,$	$L = 10,95,$	$\alpha = 21,8 \cdot 10^{-6}.$
„ 2.	$\beta = + 0,105,$	$L = 10,94,$	$\alpha = 23,6 \cdot 10^{-6}.$
„ 5.	$\beta = + 0,073,$	$L = 10,54,$	$\alpha = 22,1 \cdot 10^{-6}.$
„ 7.	$\beta = + 0,059,$	$L = 10,93,$	$\alpha = 21,5 \cdot 10^{-6}.$

Von diesen Zahlen gilt dasselbe, wie von den für Zink erhaltenen; die Abweichungen dürften hier aber durch die mechanische Bearbeitung der Stäbe bedingt sein. Der Mittelwerth

$$\alpha = 22,2 \cdot 10^{-6}$$

wird für $\Theta = 30^\circ$ als angenähert richtig angenommen werden können.

Die vorstehend bestimmten thermischen Dilatationscoefficienten können nun in Verbindung mit den früher erhaltenen Elasticitätsmoduln¹⁾ dazu benutzt werden, die wichtigen *Constanten des thermischen Druckes* für die untersuchten Körper zu berechnen.

Die thermischen Drucke sind die Ergänzungen, welche zu den gewöhnlichen elastischen Drucken $X_x \dots X_y$ hinzukommen, wenn die Temperatur variiert wird. Beschränkt man sich auf *kleine* Temperaturänderungen, so kann man sie mit denselben proportional setzen, also für isotrope Körper die *gesamten* Drucke $\Xi_x \dots \Xi_y$ schreiben:

$$(4) \quad \begin{cases} -\Xi_x = -(X_x + q \vartheta) = c x_x + c_1 y_y + c_1 z_z - q \vartheta \\ -\Xi_y = -(Y_y + q \vartheta) = c_1 x_x + c y_y + c_1 z_z - q \vartheta \\ -\Xi_z = -(Z_z + q \vartheta) = c_1 x_x + c_1 y_y + c z_z - q \vartheta \end{cases}$$

aber

$$-H_x = -Y_z = \frac{c - c_1}{2} y_z, \quad -Z_x = -Z_y = \frac{c - c_1}{2} x_z,$$

$$-\Xi_y = -X_y = \frac{c - c_1}{2} x_y,$$

1) W. Voigt, Wied. Ann. 48. p. 706. 1893.

woraus folgt:

$$(5) \quad \begin{cases} -x_x = s \Xi_x + s_1 H_y + s_1 Z_x - \alpha \vartheta, \\ -y_y = s_1 \Xi_x + s H_y + s_1 Z_x - \alpha \vartheta, \\ -z_z = s_1 \Xi_x + s_1 H_y + s Z_x - \alpha \vartheta, \\ -y_z = 2(s - s_1) H_x, \quad -z_x = 2(s - s_1) Z_x, \quad -x_y = 2(s - s_1) \Xi_y, \end{cases}$$

und zwischen α und q der Zusammenhang besteht:

$$(6) \quad q = \alpha(c + 2c_1), \quad q(s + 2s_1) = \alpha.$$

Ist der Körper keinen äusseren Kräften, sondern nur einer constanten Temperaturänderung ϑ ausgesetzt, so wird

$$x_x = y_y = z_z = \alpha \vartheta,$$

α ist also der lineäre, 3α der kubische thermische Dilatationscoefficient; es hat keine Schwierigkeit, denselben mit der Temperatur variierend zu denken.

Nach Formel (6) kann der Coefficient q des thermischen Druckes aus den Constanten α der thermischen Dilatation und dem Compressionsmodul $s_3 = 3(s + 2s_1)$ berechnet werden.

Die Bedeutung von q wird am anschaulichsten, wenn man die äusseren Kräfte bestimmt, welche nöthig sind, um bei einer Temperaturänderung die Dimensionen des Körpers ungeändert zu erhalten. Dies geschieht nach (5) durch einen äusseren normalen Druck p , dessen Grösse ist:

$$p = \frac{\alpha \vartheta}{s + 2s_1} = q \vartheta.$$

$1/3(s + 2s_1) = K$ ist der „Compressionswiderstand“ identisch mit der sonst wohl „Elasticitätsmodul“ genannten Grösse.

Fragt man nach dem Druck p' auf die Grundflächen, der erforderlich ist, um bei einem Cylinder die Länge trotz erlittener Temperaturänderung ungeändert zu erhalten, so findet man ähnlich:

$$p' = \frac{\alpha}{s} \vartheta = q' \vartheta.$$

$1/s = E$ ist der „Dehnungswiderstand“, welcher sonst auch „Elasticitätscoefficient“ genannt wird.

Beide Constanten q und q' haben ein praktisches Interesse, da sie, wie man sagt, die Kraft messen, mit welcher ein beliebiger Körper nach allen Seiten oder ein Cylinder nach

der Axe bei wachsender Temperatur sich auszudehnen strebt. Ihre Zahlenwerthe, nebst denen von K und E , gibt die folgende Tabelle, und zwar der Anschaulichkeit halber in Grammen als Kraft- und Millimetern als Längeneinheiten; zu Grunde gelegt ist der Werth von α für die Temperatur von 30° .

	$\alpha_{30} \cdot 10 + 6$	$K \cdot 10 - 6$	q	$E \cdot 10 - 6$	q'
Al	23,06	4,88	384	6,57	151
Br ¹⁾	17,75	8,94	476	10,6	188
Cd	24,7	?	?	7,07	174
Fe	11,58	7,90	275	12,8	148
Au	14,14	7,47	317	7,58	107
Cu	17,09	4,95	252	10,85	185
Mg	26,05	2,80	219	4,26	111
Me ²⁾	18,65	6,10	341	9,22	172
Ni	13,15	17,00	672	20,3	267
Ag	19,25	7,08	409	7,79	150
St ³⁾	11,47	14,6	502	20,4	234
Bi	13,67	2,50	102	3,19	44
Zn	25,1	10,1	760	10,3	259
Sn	22,2	?	?	5,41	120

Zu dieser Tabelle ist zu bemerken, dass die Constante K nicht direct beobachtet ist, sondern sich aus den Resultaten der Biegungs- und Drillungsversuche ziemlich ungenau bestimmt.

Da der Druck von einer Atmosphäre nahe 10 g pro Quadratmillimeter beträgt, so kann man q und q' durch Division mit 10 sogleich angenähert auf Atmosphären reduciren.

Die erhaltenen Werthe von q und q' variiren in ziemlich weiten Grenzen; merkwürdig sind die extremen Stellen, die von Wismuth einerseits, von Zink andererseits eingenommen werden. Stahl liefert keineswegs die grössten thermischen Drucke, sondern wird hierin, ausser von Zink, auch von Nickel übertroffen.

Göttingen, Februar 1893.

1) Bronze. 2) Messing. 3) Stahl.

8. Die specifischen Wärmen c_p und c_v einiger quasi-isotroper Metalle; von W. Voigt.

(Aus den Nachr. von der Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen Nr. 6, 1893.)

Die im Folgenden mitgetheilten Beobachtungen bilden die Fortsetzung der früher veröffentlichten Untersuchungen ¹⁾, welche den Zweck haben, für gewisse leidlich gut definirte Substanzen eine möglichst grosse Zahl physikalischer Constanten zu gewinnen.

Die specifischen Wärmen c_p bei constantem Druck wurden nach der *Mischungsmethode* bestimmt. Das aus dünnem Kupferblech gefertigte Calorimeter war an gespannten Seidenfäden aufgehängt und mit einem Kupfermantel umgeben, um den Wärmeaustausch mit der Umgebung möglichst zu verringern; ein kleiner Turbinenrührer erhielt die Calorimeterflüssigkeit in lebhafter Circulation. Infolge dessen geschah der Ausgleich der Temperatur zwischen dem eingeworfenen Körper und der Flüssigkeit ausserordentlich schnell und fast ohne Nebenverlust, und dieser Umstand dispensirte von der Anwendung der strengen Theorie, die man Hrn. F. Neumann ²⁾ verdankt. Es genügte vollständig das folgende angenäherte Verfahren.

Die Anfangstemperatur der Calorimeterflüssigkeit wurde ein wenig unterhalb der Temperatur des Beobachtungsraumes gebracht, sodass nach Einführung des untersuchten Körpers die Temperatur des Calorimeters ein Maximum etwas oberhalb der Temperatur der Umgebung erreichte und dann allmählich fiel.

Das Maximum würde etwas höher gewesen sein, wenn gar keine Wärmeabgabe an die Umgebung stattgefunden hätte; es war also wegen dieses Umstandes zu corrigiren, durch Zufügung desjenigen Temperaturfalles, welchen das Calorimeter erlitten haben würde, wenn man es die Zeit hindurch, welche

1) W. Voigt, Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. z. Göttingen **38**. 1892; Wied. Ann. **47**. p. 671. 1892; **48**. p. 674. 1893; **49**. p. 396. 1893.

2) Vgl. Pape, Pogg. Ann. **120**. p. 337. 1863.

die Erreichung des Maximums erforderte, bei dem arithmetischen Mittel derjenigen Temperaturen, die es wirklich in jener Periode besass, der Ausstrahlung überlassen hätte.

Die Correction bestimmte sich folgendermaassen.

Direct beobachtet wurde der Temperaturfall τ des Calorimeters pro Minute *vor* Einführung des untersuchten Körpers und τ' längere Zeit *nach* Erreichung des Maximums, wo dann das Gefälle wieder constant war; ausserdem die ungefähre Zeit T , die von der Einführung bis zur Erreichung des Maximums verfloss. Die beiden Temperaturfälle (der erste negativ und meist fast verschwindend, der zweite positiv) betrugen stets nur wenige Hundertel Grad, die Zeit T bis zur Erreichung des Maximums meist nahe eine Minute.

Durch besondere Messungen, bei denen die Temperatur von Viertelminute zu Viertelminute abgelesen wurde, liess sich constatiren*, dass die mittlere Temperatur des Calorimeters während der Periode des Ausgleichs nahe $= \frac{1}{4}(3\vartheta' + \vartheta)$ betrug, falls ϑ die Anfangs-, ϑ' die Maximaltemperatur bezeichnet. Hiernach betrug also, falls T genau eine Minute war, die anzubringende Correction $\frac{1}{4}(3\tau' + \tau)$, und war im anderen Falle nur im Verhältniss des geänderten T zu verkleinern oder zu vergrössern. Ich habe mich überzeugt, dass dies Verfahren innerhalb der Grenzen der directen Beobachtungsfehler ($0,005^\circ - 0,01^\circ$) mit dem Resultate der Theorie übereinstimmt.

Die Vorwärmung des untersuchten Körpers geschah in dem bekannten Neumann'schen „Hahn“, der indess eine nicht unwichtige Abänderung erlitten hatte, welche die Bequemlichkeit seiner Anwendung vergrössert (vgl. Fig. 1).

Es stand nämlich der *innere* Theil (J), das sogenannte „Hahnküken“ *fest*, der *äussere*, der Mantel (A), wurde *gedreht*; die Oeffnung (die „Kammer“ K), welche den Körper aufnahm, durchsetzte den inneren Theil vollständig von oben bis unten, und hierdurch war erreicht, dass man die Neufüllung des Apparates vornehmen konnte, ohne ihn vom Gestell zu nehmen und umzukehren; die ursprüngliche Neumann'sche Anordnung gestattet dies nicht.

Um die in der Kammer befindlichen Körper nicht mit dem Schmiermittel, welches sich zwischen den beiden Theilen

des Hahnes befand, in Berührung kommen zu lassen, war die Kammer nach unten durch eine leichte, fallthürartige Klappe λ geschlossen, die sich von selbst öffnete, wenn durch Drehung des Mantels dessen Oeffnung (O) unter die Klappe gelangte, und sich von selbst schloss, wenn man den Mantel zurückbewegte.

Das in der Kammer befindliche Thermometergefäß t war meist ganz von den eingeführten Metallstücken umgeben, gab also deren Temperatur ziemlich genau an. Um einen etwaigen

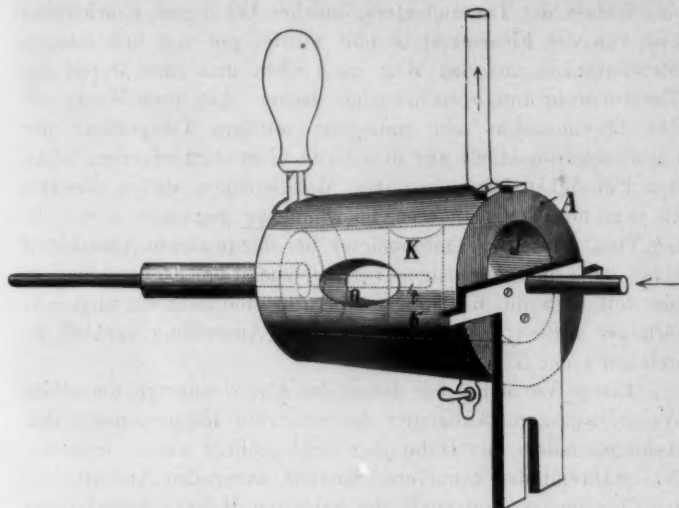


Fig. 1.

Fehler zu verringern, wurden die Metallstücke in einem Luftbade vorgewärmt und bald auf *höherer*, bald auf *niedrigerer* Temperatur, als dem jeweiligen Siedepunkte des Wassers, in die Kammer eingeführt. Ein Einfluss dieses Umstandes auf die Beobachtungsergebnisse hat sich nicht constatiren lassen; man kann also ziemlich sicher sein, dass die Temperatur der erhitzten Körper richtig bestimmt ist.

Liess man die Metallstücke aus der Kammer in das Calorimeter fallen, so spritzte meist ein nicht bestimmbares Quantum der Flüssigkeit heraus. Dieser Uebelstand wurde beseitigt durch Aufstellung eines flachen, unten mit Draht-

gaze geschlossenen Körbchens innerhalb des Calorimeters, das oberflächlich in die Flüssigkeit tauchte, um deren Temperatur wirklich anzunehmen, und, sowie die Metallstücke hineingefallen waren, durch eine einfache Vorrichtung zum Untersinken gebracht werden konnte. In der halben Höhe des Calorimeters wurde das Körbchen durch einen Widerhalt aufgefangen, und nun durch den Turbinenrührer der Flüssigkeitsstrom von *unten nach oben* durch die Zwischenräume zwischen den Metallstücken hindurchgetrieben. Etwas tiefer befand sich das Gefäss des Thermometers, welches bei dieser Einrichtung nur von *der* Flüssigkeit gespült wurde, die von den heissen Metallstücken aus den Weg nach oben und dann durch das Turbinenrohr hinab zurückgelegt hatte. Auf diese Weise gab das Thermometer sehr nahe die mittlere Temperatur der Calorimeterflüssigkeit an; dies hätte nicht stattgefunden, wenn der Flüssigkeitsstrom von den Metallstücken direct abwärts zu dem nur wenig tieferen Thermometer gegangen wäre. In der That zeigte das Thermometer bei der letzteren Anordnung einen ganz unregelmässigen Verlauf, zuerst ein Emporschiessen bis weit über die Mischungstemperatur und dann ein ungleichförmiges Fallen, — bei der ersteren Anordnung verhielt es sich ganz der Theorie gemäss.

Einige Versuche, bei denen das Calorimeter in derselben Weise, wie zum Auffangen der erhitzten Körper, unter den Hahn geschoben, der Hahn aber nicht geöffnet wurde, ergaben, dass während des kaum eine Secunde dauernden Aufenthaltes des Calorimeters unterhalb des erhitzten Hahnes keine sicher nachweisbare Erwärmung des ersteren durch Strahlung stattfand.

Bei Aufzählung der kleinen Kunstgriffe, durch welche die Genauigkeit und Bequemlichkeit der Beobachtung gefördert wurde¹⁾, will ich die Lupe nicht übergehen, die zur Ablesung der Thermometer diente; sie ist in dieser Anordnung schon viele Jahre in dem Laboratorium in Königsberg und Göttingen im Gebrauch, aber, wie ich mich überzeugt habe, sonst sehr wenig bekannt. Ihr Zweck ist, die Parallaxe nahe

1) Ein Theil derselben ist schon bei den von Hrn. Sella im hiesigen physikalischen Institut angestellten Beobachtungen zur Anwendung gekommen (vgl. Gött. Nachr. 1891. p. 311).

vollständig zu vermeiden; die dazu getroffene Einrichtung gibt die Fig. 2. Der Meniskus des Quecksilberfadens wird in die Mitte zwischen die beiden Drähte dd gebracht, das Knöpfchen k jederzeit demselben Ende, z. B. dem Gefäß des Thermometers, zugewandt.

Das im Calorimeter befindliche Thermometer war in $1/10$ Grad getheilt und gestattete die Schätzung von $0,005^\circ$; es war durch sorgfältige Vergleichung mit einem in der physikalischen Reichsanstalt geprüften berichtigt. Das Thermometer, welches zur Bestimmung der Temperatur der erhitzten Körper im Hahne diente, war nur in Grade getheilt, und gestattete die Schätzung von $0,05^\circ$; seine Angabe wurde durch mehrmalige Vergleichung mit dem aus dem Barometerstande berechneten Siedepunkt corrigirt.

Die untersuchten Metalle sind dieselben, über deren Herkunft und Reinheit in einer früheren Arbeit¹⁾ berichtet ist; aus den, früher benutzten, unmittelbar benachbarten Partien der Gussstücke wurden kleine, nahezu würfelförmige Stücke von ca. $(7 \text{ mm})^3$ Inhalt ausgeschnitten und die Kanten mit der Feile leicht gerundet.

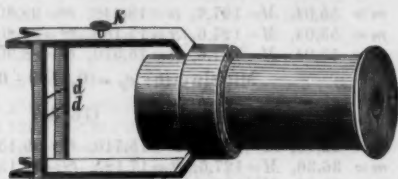


Fig. 2.

In den folgenden Beobachtungstafeln bezeichnet m die Masse des untersuchten Körpers, M den Wasserwerth des gefüllten Calorimeters mit Rührer, Körbchen und Thermometer. ϑ ist die Anfangstemperatur des Calorimeters, Θ der erhitzten Körper, ϑ' die bereits corrigirte Mischungstemperatur; aus diesen Zahlen ist nach der Formel

$$mc(\vartheta' - \vartheta) = MC(\Theta - \vartheta')$$

c d. h. c_p berechnet. Wegen der noch immer vorhandenen Unsicherheit über den Werth der specifischen Wärme des Wassers habe ich c durch deren mittleren Werth bei der Temperatur $(\vartheta + \vartheta')/2$ ausgedrückt. Die gefundenen Resultate besitzen eine Sicherheit von wenigen pro Mille.

1) W. Voigt, Gött. Abh. 38. 1892; Wied. Ann. 48. p. 675. 1893.

Aluminium.

$m = 25,05$	$M = 127,6$	$\vartheta = 16,710$	$\Theta = 99,60$	$\vartheta' = 20,040$	$c = 0,2132$	C
$m = 25,05$	$M = 111,8$	$\vartheta = 16,405$	$\Theta = 99,35$	$\vartheta' = 20,205$	$c = 0,2143$	C
$m = 16,40$	$M = 127,6$	$\vartheta = 17,990$	$\Theta = 99,60$	$\vartheta' = 20,190$	$c = 0,2156$	C
$m = 24,24$	$M = 127,6$	$\vartheta = 16,235$	$\Theta = 99,65$	$\vartheta' = 19,505$	$c = 0,2148$	C

Mittelwerth: $c_p = (0,2145 \pm 0,0003)$. $C_{18,4}$.

Bronze.

$m = 69,67$	$M = 127,6$	$\vartheta = 18,250$	$\Theta = 99,50$	$\vartheta' = 21,940$	$c = 0,0871$	C
$m = 55,25$	$M = 127,6$	$\vartheta = 15,750$	$\Theta = 99,50$	$\vartheta' = 18,815$	$c = 0,0877$	C
$m = 69,67$	$M = 127,6$	$\vartheta = 15,265$	$\Theta = 99,60$	$\vartheta' = 19,100$	$c = 0,0873$	C

Mittelwerth: $c_p = (0,08737 \pm 0,00012)$. $C_{18,2}$.

Kadmium.

$m = 58,68$	$M = 127,6$	$\vartheta = 17,095$	$\Theta = 98,80$	$\vartheta' = 19,095$	$c = 0,0546$	C
$m = 58,68$	$M = 127,6$	$\vartheta = 15,970$	$\Theta = 98,80$	$\vartheta' = 18,020$	$c = 0,0552$	C
$m = 58,68$	$M = 127,6$	$\vartheta = 15,335$	$\Theta = 99,20$	$\vartheta' = 17,400$	$c = 0,0549$	C

Mittelwerth: $c_p = (0,0549 \pm 0,0001)$. $C_{17,1}$.

Eisen.

$m = 55,04$	$M = 127,6$	$\vartheta = 18,440$	$\Theta = 98,80$	$\vartheta' = 22,265$	$c = 0,1159$	C
$m = 55,04$	$M = 127,6$	$\vartheta = 17,165$	$\Theta = 98,80$	$\vartheta' = 21,070$	$c = 0,1165$	C
$m = 55,04$	$M = 127,6$	$\vartheta = 16,570$	$\Theta = 98,90$	$\vartheta' = 20,470$	$c = 0,1153$	C

Mittelwerth: $c_p = (0,1159 \pm 0,0002)$. $C_{18,3}$.

Gold.

$m = 22,75$	$M = 127,6$	$\vartheta = 15,710$	$\Theta = 99,15$	$\vartheta' = 16,150$	$c = 0,0297$	C
$m = 36,36$	$M = 127,6$	$\vartheta = 17,185$	$\Theta = 99,15$	$\vartheta' = 17,890$	$c = 0,0300$	C
$m = 36,36$	$M = 127,6$	$\vartheta = 18,165$	$\Theta = 98,80$	$\vartheta' = 18,865$	$c = 0,0307$	C
$m = 36,36$	$M = 127,6$	$\vartheta = 17,990$	$\Theta = 98,80$	$\vartheta' = 18,690$	$c = 0,0307$	C

Mittelwerth: $c_p = (0,0303 \pm 0,0002)$. $C_{17,2}$.

Kupfer.

$m = 96,40$	$M = 111,52$	$\vartheta = 14,380$	$\Theta = 99,10$	$\vartheta' = 20,730$	$c = 0,0918$	C
$m = 101,92$	$M = 111,52$	$\vartheta = 15,585$	$\Theta = 99,40$	$\vartheta' = 22,075$	$c = 0,0918$	C
$m = 90,25$	$M = 136,50$	$\vartheta = 16,040$	$\Theta = 99,25$	$\vartheta' = 20,850$	$c = 0,0928$	C
$m = 92,52$	$M = 111,52$	$\vartheta = 16,050$	$\Theta = 99,40$	$\vartheta' = 22,005$	$c = 0,0928$	C

Mittelwerth: $c_p = (0,0923 \pm 0,0002)$. $C_{18,7}$.

Magnesium.

$m = 10,84$	$M = 127,6$	$\vartheta = 17,885$	$\Theta = 99,45$	$\vartheta' = 19,570$	$c = 0,248$	C
$m = 10,84$	$M = 127,6$	$\vartheta = 13,920$	$\Theta = 99,25$	$\vartheta' = 15,695$	$c = 0,250$	C
$m = 10,84$	$M = 127,6$	$\vartheta = 15,905$	$\Theta = 99,25$	$\vartheta' = 17,585$	$c = 0,242$	C
$m = 10,84$	$M = 127,6$	$\vartheta = 17,625$	$\Theta = 99,30$	$\vartheta' = 19,285$	$c = 0,246$	C

Mittelwerth: $c_p = (0,246 \pm 0,001)$. $C_{17,3}$.

Messing.

$m = 72,93$	$M = 127,6$	$\vartheta = 16,200$	$\Theta = 99,50$	$\vartheta' = 20,370$	$c = 0,0922$	C
$m = 72,93$	$M = 127,6$	$\vartheta = 16,555$	$\Theta = 99,50$	$\vartheta' = 20,675$	$c = 0,0915$	C
$m = 72,93$	$M = 127,6$	$\vartheta = 15,865$	$\Theta = 99,60$	$\vartheta' = 20,020$	$c = 0,0914$	C

Mittelwerth: $c_p = (0,0917 \pm 0,0002)$. $C_{18,2}$.

Nickel.

$m=56,57$, $M=111,52$, $\vartheta=15,355$, $\Theta=99,35$, $\vartheta'=19,710$, $c=0,1078$. C
 $m=56,57$, $M=136,5$, $\vartheta=16,895$, $\Theta=99,25$, $\vartheta'=20,450$, $c=0,1089$. C
 $m=53,38$, $M=127,6$, $\vartheta=18,255$, $\Theta=99,60$, $\vartheta'=21,785$, $c=0,1085$. C

Mittelwerth: $c_p=(0,1084 \pm 0,0002)$. $C_{18,7}$.

Stahl (L S 84 R).

$m=50,75$, $M=127,6$, $\vartheta=17,790$, $\Theta=98,90$, $\vartheta'=21,240$, $c=0,1137$. C
 $m=46,85$, $M=127,6$, $\vartheta=16,710$, $\Theta=98,80$, $\vartheta'=19,975$, $c=0,1140$. C

Mittelwerth: $c_p=(0,1138 \pm 0,0001)$. $C_{18,9}$.

Stahl (L S 84 E).

$m=48,68$, $M=127,6$, $\vartheta=18,070$, $\Theta=99,50$, $\vartheta'=21,420$, $c=0,1125$. C
 $m=48,68$, $M=127,6$, $\vartheta=16,220$, $\Theta=99,50$, $\vartheta'=19,655$, $c=0,1128$. C

Mittelwerth: $c_p=(0,1126 \pm 0,0001)$. $C_{18,9}$.

Wismuth.

$m=55,50$, $M=127,6$, $\vartheta=13,825$, $\Theta=99,05$, $\vartheta'=14,950$, $c=0,0808$. C
 $m=55,50$, $M=127,6$, $\vartheta=16,490$, $\Theta=99,15$, $\vartheta'=17,550$, $c=0,0299$. C
 $m=55,50$, $M=127,6$, $\vartheta=17,790$, $\Theta=99,10$, $\vartheta'=18,840$, $c=0,0801$. C
 $m=55,50$, $M=127,6$, $\vartheta=16,300$, $\Theta=99,30$, $\vartheta'=17,400$, $c=0,0809$. C

Mittelwerth: $c_p=(9,0304 \pm 0,0002)$. $C_{18,9}$.

Zink.

$m=44,06$, $M=127,1$, $\vartheta=15,250$, $\Theta=99,30$, $\vartheta'=17,835$, $c=0,0915$. C
 $m=44,06$, $M=127,6$, $\vartheta=16,120$, $\Theta=99,50$, $\vartheta'=18,665$, $c=0,0914$. C
 $m=44,06$, $M=127,6$, $\vartheta=28,005$, $\Theta=99,30$, $\vartheta'=20,505$, $c=0,0918$. C

Mittelwerth: $c_p=(0,09160 \pm 0,00009)$. $C_{17,7}$.

Zinn.

$m=51,47$, $M=127,6$, $\vartheta=16,115$, $\Theta=99,30$, $\vartheta'=17,925$, $c=0,0551$. C
 $m=51,47$, $M=127,6$, $\vartheta=17,290$, $\Theta=99,30$, $\vartheta'=19,075$, $c=0,0551$. C
 $m=51,47$, $M=127,6$, $\vartheta=17,650$, $\Theta=99,30$, $\vartheta'=19,420$, $c=0,0551$. C

Mittelwerth: $c_p=(0,05515 \pm 0,00001)$. $C_{17,9}$.

Die im Vorstehenden gewonnenen Werthe von c_p können nun in Verbindung mit anderen schon früher bestimmten Constanten derselben Metalle zu einigen wichtigen Folgerungen dienen.

Bezeichnet man nämlich die Dichte durch ϵ , die specifische Wärme bei constantem Volumen durch c_v , den Coefficienten der lineären thermischen Dilatation mit α , denjenigen des thermischen Druckes (in absolutem Maasse ausgedrückt) mit ρ und versteht unter A das mechanische Wärmeäquivalent, unter T die absolute Temperatur, so gilt

$$(1) \quad c_v = c_p - \frac{3 \rho \alpha T}{A \epsilon}$$

$$(2) \quad \alpha = \frac{c_p}{c_v} = \frac{1}{1 - \frac{3 \varrho \alpha T}{A \varepsilon c_p}} = 1 + \frac{3 \varrho \alpha T}{A \varepsilon c_p};$$

der letzte Werth ist nur ein angenäherter, der aber in unserem Falle unbedenklich zu benutzen ist.

Weiter hat noch ein Interesse der Coefficient der Temperaturänderung, welche bei adiabatischer Spannung oder Deformation auftritt.

Bezeichnet man nämlich die erregten Gesamtspannungen mit $\Xi_x \dots \Xi_y$, die hervorgebrachten Deformationsgrößen mit $x_x \dots x_y$, so gilt für diese Temperaturänderung

$$(3) \quad \vartheta = \frac{\alpha T}{A \varepsilon c_p} (\Xi_x + H_y + Z_z) = \mu (\Xi_x + H_y + Z_z)$$

$$(4) \quad \vartheta = \frac{-\varrho T}{A \varepsilon c_v} (x_x + y_y + z_z) = -\nu (x_x + y_y + z_z).$$

Ferner finden sich die adiabatischen Elasticitätsconstanten γ und Elasticitätsmoduln σ aus den früher bestimmten isothermischen c resp. s nach den Formeln:

$$(5) \quad \gamma = c + \frac{\varrho^2 T}{A \varepsilon c_v}, \quad \gamma_1 = c_1 + \frac{\varrho^2 T}{A \varepsilon c_v}, \quad \gamma_2 = c_2,$$

$$(6) \quad \sigma = s - \frac{\alpha^2 T}{A \varepsilon c_p}, \quad \sigma_1 = s_1 - \frac{\alpha^2 T}{A \varepsilon c_p}, \quad \sigma_2 = s_2;$$

der Unterschied zwischen c_p und c_v ist in ihnen zu ignoriren.

Hieraus folgen endlich die Werthe der Geschwindigkeit für die Fortpflanzung longitudinaler und transversaler Wellen

$$(7) \quad \omega_l = \sqrt{\frac{\gamma}{\varepsilon}}, \quad \omega_r = \sqrt{\frac{\gamma_2}{\varepsilon}}.$$

Die Formeln (1) bis (6) enthalten sämmtlich das mechanische Wärmeäquivalent A mit c_p oder c_v , also nach Einsetzen der oben gefundenen Werthe mit C multiplicirt; infolgedessen werden die durch sie gegebenen Folgerungen zum grössten Theil von der Unsicherheit der specifischen Wärme C des Wassers nicht berührt. Denn die von Hrn. Rowland¹⁾ angestellten Beobachtungen zur Bestimmung von A liefern direct

1) Rowland, Proc. Amer. Acad. (2) 7. p. 75. 1880.

das Product AC für verschiedene Temperaturen; die mittlere Wassertemperatur, auf welche sich die vorstehenden Messungen beziehen, ist etwa 18° , man kann für ihre weitere Verwendung nach jenen Beobachtungen rund

$$AC = 418 \cdot 10^5$$

setzen.

Die Dichten ε sind für die zu machenden Anwendungen an Stücken der benutzten Metalle zum Theil von Hrn. Drude, zum Theil von mir besonders bestimmt; ihre Sicherheit beträgt einen kleinen Bruchtheil eines pro Mille.

Die Werthe von α und ρ sind der vorigen Arbeit¹⁾ entnommen, nur ist ρ von dem dort angegebenen q durch Beziehung auf absolute Einheiten unterschieden.

	ε	$\alpha \cdot 10^{+6}$	$\rho \cdot 10^{-6}$	c_p / C_{18}	c_v / C_{18}	κ	$\mu \cdot 10^{+12}$	ν
Al	2,676	23,06	32,9	0,2145	0,2084	1,0295	291	413
Br ²⁾	8,731	17,75	46,8	0,0874	0,0853	1,0237	169	445
Cd	8,665	24,7	?	0,0549	?	?	377	?
Fe	7,188	11,61	27,0	0,1159	0,1150	1,0081	101	235
An	19,28	14,14	31,1	0,0303	0,0298	1,0162	176	384
Cu	8,860	17,09	24,8	0,0923	0,0918	1,0114	152	221
Mg	1,741	26,05	21,5	0,246	0,239	1,0285	442	364
Me ³⁾	8,438	18,65	33,3	0,0917	0,0901	1,0177	175	313
Ni	8,795	13,15	66,0	0,1084	0,1063	1,0198	100	502
Ag	10,493	19,25	40,1	(0,0559)	0,0543	1,0288	238	496
StR ³⁾	7,822	11,47	49,0	0,1138	0,1122	1,0138	93,5	401
Bi	10,05	13,67	10,0	0,0304	0,0301	1,0098	325	239
Zn	7,212	25,1	74,5	0,0916	0,0860	1,063	276	317
Sn	7,328	22,2	?	0,05515	?	?	398	?

Zu dieser Zusammenstellung ist zu bemerken, dass Kadmium und Zinn eine einigermaassen zuverlässige Bestimmung von ρ nicht gestattet und daher bei Berechnung derjenigen Constanten, welche dessen Kenntniss voraussetzten, ausfallen mussten. Für das von mir benutzte Silber konnte ich c_p nicht bestimmen, weil der von der Herstellung der früher beobachteten Stäbe übrige Rest des Gusses bereits zurückgegeben war, die Stäbe aber für andere Untersuchungen erhalten bleiben sollten. Der oben eingesetzte Werth ist von Bunsen³⁾ gegeben.

Für die zweite Tabelle sind die Werthe der Elasticitätsmoduln s, s_2 und der Elasticitätsconstanten c, c_2 an denselben

1) W. Voigt, Wied. Ann. 49. p. 396. 1893.

2) Br bedeutet Bronze, Me Messing, St Stahl.

3) R. Bunsen, Pogg. Ann. 141. p. 25. 1870.

Metallen früher bestimmt¹⁾; $c_1 = c - 2c_2$ und $s_1 = s - \frac{1}{2}s_2$ sind aus ihnen sofort zu bilden.

Die Unterschiede der adiabatischen und der isothermischen Module und Constanten sind nur sehr klein, meist unterhalb der Grenze der noch angebbaren Genauigkeit derselben liegend. Darum konnten die Geschwindigkeiten ω_1 und ω_2 auch unbedenklich mit den isothermischen statt mit den adiabatischen Constanten berechnet werden.

	$s \cdot 10^{+12}$	$s_2 \cdot 10^{+12}$	$(s - \sigma) \cdot 10^{+15}$	$c \cdot 10^{-12}$	$c_2 \cdot 10^{-12}$	$(\gamma - c) \cdot 10^{-9}$	$\omega_1 \cdot 10^{-5}$	$\omega_2 \cdot 10^{-5}$
Al	1,55	3,95	6,72	0,811	0,252	13,5	5,50	3,07
Br	0,963	2,51	3,00	1,41	0,40	20,8	4,02	2,14
Cd	1,44	4,16	9,80	2,33	0,24	?	5,19	1,66
Fe	0,795	1,955	1,18	1,46	0,51	6,4	4,51	2,66
Au	1,345	3,58	2,48	1,11	0,280	11,9	2,40	1,20
Cu	0,940	2,132	2,59	1,11	0,468	5,5	3,53	2,30
Mg	2,39	5,96	11,5	0,498	0,167	7,8	5,35	3,10
Me	1,11	2,76	3,26	1,08	0,36	10,5	3,58	2,07
Ni	0,501	1,30	1,32	2,69	0,76	32,9	5,53	2,94
Ag	1,31	3,44	4,58	1,08	0,29	20,0	3,21	1,66
St R	0,499	1,26	1,07	2,47	0,79	19,7	3,62	3,18
Bi	3,20	8,25	4,43	0,41	0,12	2,4	2,02	1,09
Zn	0,989	2,63	6,92	1,49	0,38	60,8	4,55	2,30
Sn	1,89	5,91	8,85	?	?	?	?	?

Es mag schliesslich nochmals darauf hingewiesen werden, dass alle diese Zahlen sich auf dieselben gegossenen und mechanischer Bearbeitung so wenig, als möglich, ausgesetzten Metalle beziehen, die Anwendung auf gezogene Drähte oder gewalzte Bleche, also nicht mit Strenge, gestatten. Damit hängt zusammen, dass sie von den vereinzelt schon früher bestimmten Werthen mehr oder weniger abweichen.

Göttingen, Anfang März 1893.

1) W. Voigt, Wied. Ann. 48. p. 707. 1893.

9. Bestimmung der Elasticitätsconstanten für das chlórsaure Natron; von W. Voigt.

(Aus den Gött. Nachrichten Nr. 6 mitgetheilt vom Hrn. Verfasser.)

Die Untersuchung der Elasticitätsverhältnisse des chlórsauren Natrons bietet ein besonderes Interesse wegen der tetartoëdrischen Krystallform und den damit zusammenhängenden electrischen Eigenschaften dieses Mineralen; denn es ist, wie ich schon früher mehrfach betont habe, ein Zusammenhang zwischen dem electrischen und dem elastischen Verhalten im hohen Grade wahrscheinlich.

Das Material für die Beobachtungen ist von Hrn. Goldbach in Kehl geliefert worden; es war vielleicht schon ungewöhnlich vollkommen, denn die einzelnen Krystalle hatten bis 25 mm Kantenlänge; sie besaßen indessen nur kleine von Fortwachsungserscheinungen völlig freie Bereiche und gestatteten daher auch nur die Herstellung einer sehr geringen Zahl von Stäbchen für die Messung. Und diese kleine Zahl ist noch durch die Schwierigkeit der Bearbeitung des äusserst spröden Materials reducirt worden, sodass schliesslich nur drei Stäbchen der Messung unterzogen werden konnten; zwei mit der Längsrichtung (L) und den Querdimensionen (B und D) parallel Würfelnormalen (WI und II), und eines mit der Längs- und Dickenrichtung parallel einer Granatoëdernormalen (G).

Die für die Berechnung in Betracht kommenden Formeln sind folgende:

Der Biegungswiderstand E oder der Biegungsmodul E , und der Drillungswiderstand T oder der Drillungsmodul T ergeben sich aus den Dimensionen L , B , D , aus der Belastung P , deren Hebelarm R und aus der gemessenen Biegung η und dem gemessenen Drillungswinkel τ nach den Formeln:

$$(1) \quad E = \frac{1}{E} = \frac{PL}{4BD^3\eta},$$

$$(2) \quad T = \frac{1}{T} = \frac{3PRL}{BD^3\tau \left(1 - 0,630 \cdot \frac{D}{B}\right)}.$$

Aus ihnen folgen leicht die allgemeinen Elasticitätsmoduln s_{11} , s_{12} und s_{44} , da

$$(3) \quad E_w = s_{11}, \quad E_y = \frac{1}{4} (2 (s_{11} + s_{12}) + s_{44}), \quad T_w = s_{44},$$

und aus diesen berechnen sich die Elasticitätsconstanten nach den Formeln:

$$(4) \quad c_{11} = \frac{s_{11} + s_{12}}{(s_{11} - s_{12})(s_{11} + 2s_{12})}, \quad c_{12} = \frac{-s_{12}}{(s_{11} - s_{12})(s_{11} + 2s_{12})}, \quad c_{44} = \frac{1}{s_{44}}.$$

Der Berechnung ist, wie bei den früheren Bestimmungen, das Gewicht eines Grammes als Kraft-, das Millimeter als Längeneinheit zu Grunde gelegt.

Dimensionen.

Breiten und Dicken sind von Hrn. Dr. Pockels mit dem früher benutzten Sphärometer gemessen und nach den Formeln:

$$D = D_0 + \delta_1 \alpha + \delta_2 \alpha^2$$

$$B = B_0 + \beta_1 \alpha + \beta_2 \alpha^2$$

berechnet worden.¹⁾ Sie sind im Folgenden in Einheiten des Sphärometers (= 1/992,6 mm) angegeben.

W. Nr. 1.						$D = 1000 + \delta.$						$B = 4900 + \delta.$					
δ beob.		27,8	44,9	51,8	50,7	41,8			β beob.		-46,5	+14	48	65	65		
δ ber.		28,4	44,4	52,0	51,2	42,0			β ber.		-45	+12	49	66	64		
$\delta_0 = 52,0, \delta_1 = 3,4, \delta_2 = -4,2.$												$\beta_0 = 12, \beta_1 = 27,4, \beta_2 = -9,8.$					
W. Nr. 2.						$D = 1100 + \delta.$						$B = 4900 + \beta.$					
δ beob.		46,2	73,1	89,8	101,2	100,6			β beob.		47	52	44	20	-35		
δ ber.		46,2	72,8	90,8	100,2	101,0			β ber.		45	55	45	16	-33		
$\delta_0 = 90,8, \delta_1 = 13,7, \delta_2 = -4,3.$												$\beta_0 = 45, \beta_1 = 19,6, \beta_2 = -9,8.$					
G.						$D = 1000 + \delta.$						$B = 4000 + b.$					
δ beob.		10,8	18,1	19,4	16,6	7,2			β beob.		407	414	399	398	379		
δ ber.		10,8	18,0	19,8	16,2	7,2			β ber.		408	409	405	395	379		
$\delta_0 = 19,8, \delta_1 = 0,87, \delta_2 = -2,7.$												$\beta_0 = 405, \beta_1 = 7,2, \beta_2 = -2,8.$					

Biegungen.

Die Dimensionen, welche in früher angegebener Weise aus den vorstehenden Zahlen abgeleitet sind, sind in Millimetern, die Biegungen in Theilen der beobachteten Scala (= 0,0002954 mm), die Belastungen in Grammen angegeben; η_P bezeichnet die Eindrückung der Lagerschneiden, die durch Combinationen von zwei Beobachtungen desselben Stäbchens bei verschiedener Länge erhalten wird und von den direct gemessenen η_P in Abzug zu bringen ist.

1) W. Voigt, Wied. Ann. 31. p. 475. 1887.

W. I. $L = 14,07$, $B = 4,98$, $D = 1,058$, $P = 60$.

1. Lage $\eta = 8,6$ 8,7 8,7 8,8

2. Lage $\eta = 8,6$ 8,9 8,7

$L = 22,7$

1. Lage $\eta = 25,2$ 25,1 25,3

2. Lage $\eta = 25,2$ 25,2 25,1

$\eta_{80} = 25,20$, $\eta_{80}' = 2,90$. $E = 4,15 \cdot 10^6$.

W. II. $L = 14,07$, $B = 5,014$, $D = 1,198$, $P = 80$.

1. Lage $\eta = 8,5$ 8,6 8,5

2. Lage $\eta = 8,7$ 8,6 8,4

$L = 22,7$

1. Lage $\eta = 23,6$ 23,8 23,6

2. Lage $\eta = 23,5$ 23,4 23,5

$\eta_{80} = 23,57$, $\eta_{80}' = 3,16$. $E = 4,14 \cdot 10^6$.

Mittelwerth $E_w = 4,147 \cdot 10^6$, $E_{80} = 0,241 \cdot 10^{-6}$.

G. $L = 14,07$, $B = 4,984$, $D = 1,059$, $P = 60$.

1. Lage $\eta = 13,5$ 13,7 13,6

2. Lage $\eta = 13,3$ 13,1 13,1

$L = 22,07$

1. Lage $\eta = 39,8$ 40,1 40,0

2. Lage $\eta = 39,4$ 39,4 39,3

$\eta_{80} = 39,7$, $\eta_{80}' = 4,2$.

$E_g = 2,581 \cdot 10^6$, $E_{80} = 0,387 \cdot 10^{-6}$.

Drillungen.

Die beobachteten Drehungen sind in Theilen der Scala (σ), welche gleich 1,0037 mm waren, angegeben; aus ihnen folgt der Drehungswinkel r durch Division mit dem Abstand $A = 5173$ der Scala von den Spiegeln. Die Axenreibung (ρ) ist in früher erörterte Weise eliminirt. G bezeichnet das Gewicht der Waagschale, welches mit ρ zusammen aus der Berechnung verschwindet; das Symbol lR resp. rR bedeutet, dass die Messung an der linken oder rechten Rolle des Apparates vorgenommen ist. Der mittlere Werth von R ist 36,80 mm.

W. Nr. 1. $L = 12,40$, $B = 4,975$, $D = 1,057$.

rR . $G + 10$, $\sigma = 34,7$ 34,6 34,8 34,6 34,6 $\rho = 0,9$

G , $\sigma = 12,1$ 12,0 12,1 12,0 $\rho = 0,8$

lR . $G + 10$, $\sigma = 34,6$ 34,7 34,7 34,7 34,6 $\rho = 1,1$

G , $\sigma = 11,9$ 11,9 11,7 11,8 $\rho = 1,3$

$\sigma_{10} = 22,72$, $T = 1,22 \cdot 10^6$.

W. Nr. 2. $L = 16,50$, $B = 4,977$, $D = 1,190$.

lR . $G + 10$, $\sigma = 44,4$ 44,4 44,4 44,3 $\rho = 2,0$

G , $\sigma = 22,1$ 22,3 22,3 22,4 22,3 $\rho = 2,0$

R . $G + 10$, $\sigma = 42,6$ 42,6 42,6 42,9 42,6 $\rho = 1,6$

G , $\sigma = 21,2$ 21,1 21,2 21,3 $\rho = 1,6$

$\sigma_{10} = 21,80$, $T = 1,21 \cdot 10^6$.

Mittelwerth $T_w = 1,21 \cdot 10^6$, $T_{80} = 0,821 \cdot 10^{-6}$.

Die erhaltenen Zahlen stimmen so gut überein, als überhaupt zu erwarten, die Resultate haben also eine gewisse Zuverlässigkeit.

Folgerungen.

Aus den gefundenen E und T ergeben sich sogleich die Werthe der Elasticitätsmoduln

$s_{11} = 0,2412 \cdot 10^{-6}$, $s_{12} = 0,1233 \cdot 10^{-6}$, $s_{44} = 0,821 \cdot 10^{-6}$
und aus ihnen erhält man die Elasticitätsconstanten

$c_{11} = 6,33 \cdot 10^{+6}$, $c_{12} = -2,14 \cdot 10^{+6}$, $c_{44} = 1,218 \cdot 10^{+6}$.

Diese Resultate sind sehr bemerkenswerth, besonders wenn man sie mit denjenigen vergleicht, welche für das dem chlor-sauren Natron nachstehende Steinsalz gefunden sind. Hier ergab sich

$s_{11} = 0,238 \cdot 10^{-6}$, $s_{12} = -0,052 \cdot 10^{-6}$, $s_{44} = 0,773 \cdot 10^{-6}$.
 $c_{11} = 4,77 \cdot 10^{+6}$, $c_{12} = +1,32 \cdot 10^{+6}$, $c_{44} = 1,29 \cdot 10^{+6}$.

Es haben also s_{12} und c_{12} in beiden Fällen entgegengesetzte Vorzeichen.

Dies hat wichtige Folgen. Der Modul s_{12} ist das Maass der Querdilatation eines Cylinders, dessen Axe in eine Würfel-normale fällt, bei longitudinalem Zug; ein *negativer* Werth von s_{12} gibt eine Quercontraction — wie sie fast überall stattfindet und als nahezu selbstverständlich betrachtet zu werden pflegt — ein *positiver* aber eine Querdilatation als Begleitung der Längsdilatation. Eine solche war bisher einzig am Pyrit bei gleicher Orientirung aufgefunden¹⁾ und wegen ihrer Absonderlichkeit dort nicht allzusehr betont; es schien denkbar, dass sie nur scheinbar infolge des nicht ganz vollkommenen Materials aufgetreten wäre. Nach diesem neuen Resultate ist es aber als sichergestellt zu betrachten, dass in einigen Fällen die Längsdehnung eines Cylinders eine Vergrösserung des Querschnittes zur Folge hat.

Was die Werthe der Elasticitätsconstanten angeht, so soll nach der Theorie dann

$$c_{11} = 3 c_{12}$$

sein, wenn die kleinsten Theile keine Polarität besitzen.

1) W. Voigt, Wied. Ann. 35. p. 651. 1888.

Diese Relation ist bei Steinsalz sehr nahezu erfüllt; beim chlorsauren Natron findet sich der denkbar stärkste Widerspruch damit, denn c_{11} und c_{12} haben entgegengesetzte Vorzeichen. Man wird also dem chlorsauren Natron Molecüle mit sehr starker Polarität beilegen müssen, und dies steht in guter Uebereinstimmung mit der starken piëzoelectrischen Erregbarkeit, welche dieses Mineral zeigt.

Es hat ein gewisses Interesse, zu untersuchen, wie sich nach der früher gegebenen¹⁾ und mehrfach durch die Erfahrung bestätigten Theorie *dichtes* (quasi-isotropes) chlorsaures Natron verhalten müsste. Nach den abgeleiteten Formeln sind für solches die Elasticitätsconstanten c und c_1 gegeben durch

$$c = \frac{1}{3}(3c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}), \quad c_1 = \frac{1}{3}(c_{11} + 4c_{12} - 2c_{44});$$

und es berechnet sich aus den oben gefundenen c_{hk} :

$$c = 3,92 \cdot 10^{10}, \quad c_1 = -0,93 \cdot 10^{10}.$$

Nun ist der Werth des Moduls s_1 der Querdilatation für isotrope Substanzen

$$s_1 = -\frac{c_1}{(c - c_1)(c + 2c_1)},$$

und hieraus folgt sofort, dass das singuläre Verhalten des chlorsauren Natrons auch im *dichten* Vorkommen erhalten bleiben, also auch ein Cylinder aus diesem Material bei Längsdehnung eine Vergrößerung des Querschnittes zeigen müsste.

Göttingen, Anfang März 1893.

1) W. Voigt, Wied. Ann. 38. p. 579. 1889.

**10. Ueber die Reflexion und die Resonanz
der Hertz'schen electrischen Schwingungen; von
L. Zehnder.**

(Aus den Ber. d. Naturf. Ges. zu Freiburg i. B. mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

1. Vor zwei Jahren ist von Hrn. Prof. Hagenbach und mir eine Arbeit über: „Die Natur der Funken bei den Hertz'schen electrischen Schwingungen“ veröffentlicht worden¹⁾, welche offenbar in anderer Weise ausgelegt wird, als es meinen Anschauungen entspricht; ich möchte deshalb diesen meinen Anschauungen in Folgendem etwas präcisere Fassung geben und gleichzeitig Hrn. Hertz meinerseits entgegenkommen, welcher unsere Erklärungen der Reflexion und der Resonanz unter der Annahme, dass Partialentladungen in seinen primären Leitern die wirksamen electrischen Schwingungen liefern, abwartet.²⁾

In jener Arbeit berichteten wir über einen seinerzeit von Hrn. Hagenbach vorgenommenen Versuch, die Blechtafel, welche bei den Hertz'schen Spiegelversuchen den Strahl electrischer Kraft abschneiden soll, nicht nur in der „Querstellung“, wie von Hrn. Hertz angegeben, sondern auch in der „Längsstellung“ — nämlich in der durch die Fokallinien beider Spiegel gelegten Ebene — zwischen diesen Spiegeln aufzustellen, wodurch gleichfalls die Funken in der secundären Funkenstrecke zum Verschwinden gebracht werden konnten. Weil überdies Anfang und Schluss unserer Arbeit so redigirt sind, dass es den Anschein haben möchte, als wären die Verfasser Gegner der Faraday-Maxwell'schen Theorie, so kann die Vermuthung Platz greifen, es sei der erwähnte Hagenbach'sche Versuch ganz direct als Einwand unsererseits gegen diese Theorie zu betrachten, und in diesem Sinne hat vielleicht Hr. Hertz die Veröffentlichung jenes Versuches aufgefasst.³⁾ Ich möchte mich aber meinerseits gegen diese Auffassung verwahren, denn jene auf die Faraday-Maxwell'sche Theorie bezüglichen Stellen sind aus einem Compromiss unserer beiden völlig heterogenen Anschauungen hervorge-

1) Hagenbach u. Zehnder, Verh. d. Basl. nat. Ges. (2) 9. p. 509; Wied. Ann. 43. p. 610; Arch. de Genève 26. p. 21; Exner's Rep. 27. p. 496. 1891.

2) Hertz, Unters. üb. d. Ausbreit. d. el. Kraft p. 18. Leipzig 1892.

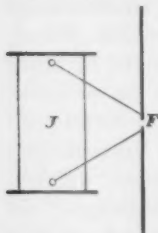
3) Hertz, l. c. p. 18 u. p. 292.

gangen, und insbesondere habe ich schon lange vor der Inangriffnahme unserer gemeinschaftlichen Arbeit die endliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit electrischer Schwingungen im Luftraume als durch die bedeutenden Untersuchungen des Hrn. Hertz erwiesen betrachtet; auch habe ich vor der ersten Veröffentlichung unserer mehr erwähnten Arbeit jene Störungen der secundären Funken durch die längsgestellte Blechtafel als Interferenzwirkungen bezeichnet.

2. Nach meiner Auffassung liegt aber der Schwerpunkt unserer Arbeit in der experimentellen Untersuchung von electrischen Vorgängen, welche sich während der Primärfunken im secundären Leiter abspielen. Wir haben dabei gefunden, dass die beiden secundären Leiterhälften nicht regelmässig abwechselnd in gleicher Weise positive und negative Ladungen erhalten, sondern dass sie nach einer gewissen Gesetzmässigkeit eine ausgesprochene Einseitigkeit, eine electrische „Polarität“ erkennen lassen, welche die entgegengesetzte Richtung annimmt, wenn die Richtung der Entladungen im primären Leiter die entgegengesetzte wird. Diese Polarität vermag ich heute so wenig wie damals aus den Hertz'schen Vorstellungen über seine wirksamen primären Funken zu deuten, während aus der Annahme einseitig gerichteter Partialentladungen, wie wir sie in unserer Arbeit aufgestellt haben, nothwendiger Weise auf gewisse Einseitigkeiten bei den im secundären Leiter durch Inductionswirkungen zu Stande kommenden electrischen Bewegungen geschlossen werden muss.

3. Aber nicht nur diese bei unseren Versuchen gefundene Polarität, sondern auch die Hertz'schen Grundversuche selbst und vielleicht sogar alle Versuche mit Hertz'schen electrischen Schwingungen lassen sich in einfacher Weise mit Partialentladungen erklären, wenn man noch die weitere naheliegende Annahme macht, die Zeit vom Entstehen eines ersten Partialfunkens bis zum Entstehen eines zweiten solchen sei — für den experimentell ausprobirten Abstand beider primären Leiterhälften — gleich der von Hrn. Hertz als Schwingungsdauer seines Leiters bezeichneten Zeit, und jene Zeit werde durch das Verschwinden jenes ersten Partialfunkens nahezu halbirt. Denkt man sich nämlich Hertz'sche primäre Leiter linear ausgeführt, mit Stromzuführung unmittelbar neben der Funken-

strecke F , so ist klar, dass bei der Ladung der Leiter die Electricitäten in der Richtung von der Funkenstrecke zu den Enden der Leiter, bei der Entladung in umgekehrtem Sinne strömen müssen, und es wird, wenn nur die Zufuhr der Electricitäten vom Inductorium her eine genügend reichliche ist, ihre Ausgleichung durch Entladung in der Funkenstrecke kaum wesentlich schneller vor sich gehen, als der Ladungsvorgang, sodass also die Bewegung der Electricitäten im primären Leiter im einen Sinne ungefähr ebenso lange andauern wird, als diejenige im anderen Sinne. Die in solcher Weise durch Partialentladungen gegebene Schwingungsdauer der electrischen Bewegungen im primären Leiter ist aber theilweise abhängig nicht nur von der während jedes Inductionsstromes veränderlichen, also mehr oder weniger reich-



lichen Zufuhr der Electricität durch das Inductorium, sondern auch von der grösseren oder geringeren Leitungsfähigkeit der Funkenstrecke während der Entladung¹⁾; sie wird somit ihrerseits im Verlaufe jeder zwischen den primären Leiterhälften zu Stande kommenden Gesamtentladung etwas veränderlich sein.

4. Fassen wir die electrischen Schwingungen im Hertz'schen primären Leiter als

Partialentladungen von der von mir eben angenommenen Beschaffenheit auf, so haben wir die Reflexion solcher electrischer Schwingungen an Drahtenden und im Luftraume an Drahtgittern oder an ebenen metallischen Wänden mit ihren stehenden Wellen, die Concentration der von einer Linie ausgehenden Strahlen electrischer Kraft durch entsprechende parabolische Cylinderspiegel, sodann die Polarisation und Brechung electrischer Strahlen ganz so zu erklären, wie alles dies von Hrn. Hertz selber schon erklärt worden ist. Ein Unterschied besteht nur in der Deutung des Beobachtungsergebnisses, dass die auftretenden Knoten niemals scharf ausgebildet sind, sondern in bekannter Weise von Knoten zu Knoten an Schärfe verlieren. Abgesehen von dem selbstverständlichen Einfluss der Amplitudenverminderung infolge des Reflexionsvorganges wird dieses Resultat von Hrn. Hertz einer starken Dämpfung

1) Vgl. Hagenbach u. Zehnder, Wied. Ann. **43**, p. 614 u. 615. 1891.

im primären Leiter zugeschrieben, während ich dasselbe aus unserer Hypothese der Partialentladungen durch die in 3. erwähnte Veränderlichkeit der Schwingungsdauer der einzelnen aufeinanderfolgenden zu einer Gesamtentladung gehörenden Partialentladungen erklären möchte, der zufolge sich Wellen von etwas ungleicher Wellenlänge übereinander lagern.

5. In anderer Beziehung will mir aber — ungeachtet der verschiedenen Ansichten über die Natur der Hertz'schen electrischen Schwingungen im primären Leiter — die Schlussweise des Hrn. Hertz bei der Discussion der Lage der Knoten und Bäuche der im Luftraume beobachteten stehenden Wellen nicht recht einleuchten. In seiner Arbeit: „Ueber electrodynamische Wellen im Luftraume und deren Reflexion“¹⁾ schreibt Hr. Hertz nämlich auf p. 614 über die Lage der Knoten bei einer reflectirenden Metallwand: „Wäre die Wand vollkommen leitend, so müsste sich in ihrer Fläche selber ein Knotenpunkt ausbilden. Denn im Innern und an der Grenze eines vollkommenen Leiters kann die electrische Kraft stets nur verschwindend klein sein. Nun kann unsere Wand nicht als vollkommen leitend gelten. Denn zum Theil ist sie nicht einmal metallisch, und soweit sie metallisch ist, ist sie nicht sehr ausgedehnt“ etc. Darnach glaubt also wohl Hr. Hertz, dass bei einer vollkommen leitenden, möglicher Weise auch bei einer ganz metallischen reflectirenden Wand von unendlicher Grösse der Knoten in der Wand liegen müsste. Diese Annahme scheint mir aber nicht stichhaltig. Denn durch die an der Wand ankommenden Schwingungen electrischer Kraft e_1 werden in der Wand selbst electrische Schwingungen, Ströme i gleicher Periode, inducirt, und von diesen gehen diejenigen secundären Schwingungen electrischer Kräfte e_2 aus, welche sich mit jenen ankommenden electrischen Kräften e_1 zu stehenden Wellen vor der Wand zusammensetzen. Damit sich nun in der Wand selbst ein Knoten ausbilde, müsste durch diesen Reflexionsvorgang die Phase der Schwingungen der electrischen Kraft um eine halbe Wellenlänge geändert werden, was wohl im allgemeinen nicht der Fall ist. Denn es würde die Phase der in der Wand inducirten electrischen Schwingungen, der Ströme i , unter Annahme der Anwendbarkeit des Ohm'schen

1) Hertz, Wied. Ann. 34. p. 609. 1888.

Gesetzes, gleich der Phase der inducirenden eben aus dem Dielectricum in die Wand eintretenden Schwingungen electricer Kraft sein. Die von jenen electricen Schwingungen (i) ausgehenden secundären electricen Kräfte e_2 sind aber gegeben durch $-di/dt$; sie zeigen nur eine Viertelwellenlänge Phasenänderung gegen i und gegen e_1 als Folge des Reflexionsvorganges, und setzen wir dieselben mit den primären electricen Kräften zusammen, so ergeben sich vor der reflectirenden Wand stehende Wellen, deren erster Knoten um $\frac{3}{8}$ Wellenlängen von der Wand absteht, sodass scheinbar ein Knoten um $\frac{1}{8}$ Wellenlänge hinter der Wand liegen wird.

Nehmen wir aber an, das Ohm'sche Gesetz sei für diese schnellen electricen Schwingungen nicht mehr streng gültig, so müssen wir auf eine Verzögerung der in der Wand inducirten electricen Schwingungen schliessen, und dementsprechend würde der dadurch hervorgerufenen Phasenänderung zufolge der scheinbare Knoten noch weiter hinter die Wand zu liegen kommen. Andererseits sind unsere wirklichen metallischen Wände nicht unendlich gross, an ihren Rändern kommen Ladungen zu Stande, und demnach werden die in solchen (im Verhältniss zur Wellenlänge der electricen Schwingungen nicht sehr ausgedehnten) Wänden inducirten electricen Schwingungen ein entsprechendes Voreilen¹⁾ zeigen können, in welchem Falle der hinter der Wand liegende scheinbare Knoten sich gegen die Wand hin bewegen wird.²⁾

6. Mit diesen Folgerungen scheinen die thatsächlichen Beobachtungen übereinzustimmen, denn Hr. Hertz selber hat bei seinen Messungen stehender electricer Wellen im Luft- raume einen scheinbaren Knoten etwa $\frac{1}{14}$ Wellenlänge hinter

1) Vgl. Trouton, Phil. Mag. (5) 32. p. 85. 1891.

2) Das Resultat des in 1. erwähnten Hagenbach'schen Versuches, dass die Funken im secundären Leiter auch zum Verschwinden gebracht werden können durch eine leitende Wand, welche in der „Längsstellung“ zwischen die beiden Spiegel geschoben wird, möchte ich im wesentlichen gleichfalls aus einer Phasenänderung herleiten, welche die in jener Wand entstehenden und sich in ihr fortpflanzenden gegen die in der Luft selbst sich weiter bewegenden Schwingungen electricer Kräfte erhalten, sodass zwischen beiden gegen den secundären Spiegel forteilenden Wellensystemen Interferenzen zu Stande kommen, welche die secundären Funken mehr oder weniger zu stören vermögen.

der Wand gefunden¹⁾, als er eine der unendlich grossen nahezu gleichwerthige Wand, nämlich ein Zinkblech von 4 m Höhe und 2 m Breite verwendete, welches Blech er „durch Drähte mit den (zahlreich an der Wand sich hinziehenden) Gasleitungen und mit einer nahen Wasserleitung in Verbindung gesetzt und wobei er insbesondere dafür Sorge getragen hat, dass an dem oberen und unteren Ende des Bleches die sich daselbst etwa ansammelnde Electricität möglichst frei abfliessen konnte“.²⁾ Mit einer kleineren Wand von nur 3 m Höhe haben die Hrn. Sarasin und de la Rive die Knoten annähernd in der Wand erhalten³⁾; und endlich erwähne ich Untersuchungen von Hrn. Trouton⁴⁾, welcher eine Abhängigkeit der Knotenlage von den Dimensionen der reflectirenden Wand gefunden und eingehender untersucht hat.

7. Bei metallischen Wänden von endlichen Dimensionen treten an den entsprechenden Rändern der Blechtafeln während der electrischen Schwingungen periodisch sich ändernde Ladungen auf, und die angesammelten Electricitäten gleichen sich zum Theil auf den Rückflächen solcher Wände aus, sodass sich die electrischen Schwingungen, theilweise wenigstens, um die Ränder herum auf jene Rückflächen fortpflanzen. In diesem Sinne sind auch grosse Wände für electrische Schwingungen doch nicht völlig undurchlässig.

Die Thatsache der theilweisen Durchlässigkeit eines aus parallelen Drähten gebildeten Gitters auch für electrische Schwingungen, welche der Drahtrichtung parallel sind, ist leicht zu verstehen, und sie liess sich bei der von mir kürzlich beschriebenen objectiven Darstellung der Hertz'schen Spiegelversuche⁵⁾ nachweisen, da meine Entladungsröhre in der Focallinie des secundären Spiegels trotz des Zwischenstellens eines solchen Drahtgitters zwischen beide Spiegel doch während des primären Funkenspieles aufleuchtete, wenn nur der Abstand der beiden Spiegel nicht ein so grosser war, dass schon bei geringer Vermehrung desselben das Funken-

1) Hertz, Wied. Ann. 34. p. 619. 1888.

2) Hertz, l. c. p. 611.

3) Sarasin u. de la Rive, Compt. rend. 112. p. 658. 1891.

4) Trouton, Phil. Mag. (5) 32. p. 80. 1891.

5) Zehnder, Wied. Ann. 47. p. 77. 1892.

Gesetzes, gleich der Phase der inducirenden eben aus dem Dielectricum in die Wand eintretenden Schwingungen electricer Kraft sein. Die von jenen electricischen Schwingungen (i) ausgehenden secundären electricischen Kräfte e_2 sind aber gegeben durch $-di/dt$; sie zeigen nur eine Viertelwellenlänge Phasenänderung gegen i und gegen e_1 als Folge des Reflexionsvorganges, und setzen wir dieselben mit den primären electricischen Kräften zusammen, so ergeben sich vor der reflectirenden Wand stehende Wellen, deren erster Knoten um $\frac{3}{8}$ Wellenlängen von der Wand absteht, sodass scheinbar ein Knoten um $\frac{1}{8}$ Wellenlänge hinter der Wand liegen wird.

Nehmen wir aber an, das Ohm'sche Gesetz sei für diese schnellen electricischen Schwingungen nicht mehr streng gültig, so müssen wir auf eine Verzögerung der in der Wand inducirten electricischen Schwingungen schliessen, und dementsprechend würde der dadurch hervorgerufenen Phasenänderung zufolge der scheinbare Knoten noch weiter hinter die Wand zu liegen kommen. Andererseits sind unsere wirklichen metallischen Wände nicht unendlich gross, an ihren Rändern kommen Ladungen zu Stande, und demnach werden die in solchen (im Verhältniss zur Wellenlänge der electricischen Schwingungen nicht sehr ausgedehnten) Wänden inducirten electricischen Schwingungen ein entsprechendes Voreilen¹⁾ zeigen können, in welchem Falle der hinter der Wand liegende scheinbare Knoten sich gegen die Wand hin bewegen wird.²⁾

6. Mit diesen Folgerungen scheinen die thatsächlichen Beobachtungen übereinzustimmen, denn Hr. Hertz selber hat bei seinen Messungen stehender electricischer Wellen im Luft- raume einen scheinbaren Knoten etwa $\frac{1}{14}$ Wellenlänge hinter

1) Vgl. Trouton, Phil. Mag. (5) 32. p. 85. 1891.

2) Das Resultat des in 1. erwähnten Hagenbach'schen Versuches, dass die Funken im secundären Leiter auch zum Verschwinden gebracht werden können durch eine leitende Wand, welche in der „Längsstellung“ zwischen die beiden Spiegel geschoben wird, möchte ich im wesentlichen gleichfalls aus einer Phasenänderung herleiten, welche die in jener Wand entstehenden und sich in ihr fortpflanzenden gegen die in der Luft selbst sich weiter bewegendenden Schwingungen electricischer Kräfte erhalten, sodass zwischen beiden gegen den secundären Spiegel fortteilenden Wellensystemen Interferenzen zu Stande kommen, welche die secundären Funken mehr oder weniger zu stören vermögen.

der Wand gefunden¹⁾, als er eine der unendlich grossen nahezu gleichwerthige Wand, nämlich ein Zinkblech von 4 m Höhe und 2 m Breite verwendete, welches Blech er „durch Drähte mit den (zahlreich an der Wand sich hinziehenden) Gasleitungen und mit einer nahen Wasserleitung in Verbindung gesetzt und wobei er insbesondere dafür Sorge getragen hat, dass an dem oberen und unteren Ende des Bleches die sich daselbst etwa ansammelnde Electricität möglichst frei abfliessen konnte“²⁾ Mit einer kleineren Wand von nur 3 m Höhe haben die Hrn. Sarasin und de la Rive die Knoten annähernd in der Wand erhalten³⁾; und endlich erwähne ich Untersuchungen von Hrn. Trouton⁴⁾, welcher eine Abhängigkeit der Knotenlage von den Dimensionen der reflectirenden Wand gefunden und eingehender untersucht hat.

7. Bei metallischen Wänden von endlichen Dimensionen treten an den entsprechenden Rändern der Blechtafeln während der electrischen Schwingungen periodisch sich ändernde Ladungen auf, und die angesammelten Electricitäten gleichen sich zum Theil auf den Rückflächen solcher Wände aus, sodass sich die electrischen Schwingungen, theilweise wenigstens, um die Ränder herum auf jene Rückflächen fortpflanzen. In diesem Sinne sind auch grosse Wände für electrische Schwingungen doch nicht völlig undurchlässig.

Die Thatsache der theilweisen Durchlässigkeit eines aus parallelen Drähten gebildeten Gitters auch für electrische Schwingungen, welche der Drahtrichtung parallel sind, ist leicht zu verstehen, und sie liess sich bei der von mir kürzlich beschriebenen objectiven Darstellung der Hertz'schen Spiegelversuche⁵⁾ nachweisen, da meine Entladungsröhre in der Focallinie des secundären Spiegels trotz des Zwischenstellens eines solchen Drahtgitters zwischen beide Spiegel doch während des primären Funkenspieles aufleuchtete, wenn nur der Abstand der beiden Spiegel nicht ein so grosser war, dass schon bei geringer Vermehrung desselben das Funken-

1) Hertz, Wied. Ann. **34**. p. 619. 1888.

2) Hertz, l. c. p. 611.

3) Sarasin u. de la Rive, Compt. rend. **112**. p. 658. 1891.

4) Trouton, Phil. Mag. (5) **32**. p. 80. 1891.

5) Zehnder, Wied. Ann. **47**. p. 77. 1892.

spiel in der secundären Funkenstrecke der Röhre versagte. Aber auch eine Blechtafel ist in ähnlicher Weise durchlässig. Ich verdeckte nämlich den primären Spiegel durch eine dicht an denselben herangeschobene Blechtafel von der Höhe des Spiegels und von einer so grossen Breite, dass die Tafel auf beiden Seiten den Spiegel um mehr als 20 cm überragte, während der secundäre Spiegel in der gewöhnlichen Anordnung dem primären in einiger Entfernung gegenüberstand. Obgleich ich nun primären und secundären Spiegel, sowie die Blechtafel durch verschiedene Drahtleitungen, welche in fließendes Leitungswasser tauchten, vollkommen zur Erde ableitete und damit electrostatische Wirkungen abschnitt, wurde meine leicht ansprechende im secundären Spiegel befindliche Entladungsröhre durch das Funkenspiel im primären Leiter doch zum Aufleuchten gebracht, und es unterblieb dies erst, als ich die Verbindungen der secundären Leiterhälften mit der secundären Funkenstrecke der Entladungsröhre löste. So leicht ansprechend war eine von diesen letzteren, dass dieselbe sogar dann im Innern des secundären Spiegels während des primären Funkenspieles aufleuchtete, wenn nur primärer und secundärer Spiegel nahe aneinander gestellt wurden, ihre Oeffnungen nach derselben Richtung gekehrt, ohne dass eine leitende Wand den Strahl electricischer Kraft aus dem primären in den secundären Spiegel reflectirte.¹⁾

8. Unsere bisherigen Betrachtungen über die Reflexion electricischer Schwingungen liessen sich durchführen, ohne dass es nöthig war, sich der Hertz'schen oder der von mir in 3. erläuterten Auffassung der Natur der Hertz'schen electricischen Schwingungen im primären Leiter anzuschliessen. Hält man aber die primären Schwingungen für Partialentladungen und bezweifelt man damit mehr oder weniger die Möglichkeit des Zustandekommens von electricischen Schwingungen in den Hertz'schen Leitern in dem von Hrn. Hertz angenommenen und von der Theorie als möglich bezeichneten Sinne, dann ist man wohl consequenterweise genöthigt, für die von Hrn. Hertz experimentell constatirte Thatsache, dass gewissen Dimensions-

1) Bei weiter voneinander abstehenden Spiegeln leuchtete eine solche empfindlich eingestellte Röhre zwar nicht mehr ohne jede Reflexion, aber doch schon bei der Reflexion durch den menschlichen Körper auf.

verhältnissen zwischen seinen primären und secundären Leitern ein Maximum der Wirkung der electrischen Schwingungen im primären auf die electrischen Bewegungen im secundären Leiter entspricht, welche Erscheinungen derselbe als electrische *Resonanz* bezeichnete, eine neue Erklärung zu geben. Ich möchte deshalb im Folgenden zu zeigen versuchen, dass sich das Auftreten einer solchen Maximalwirkung auch unter der Annahme von Partialentladungen im primären Leiter verstehen lässt, wenn man die secundären Leiter als ungeschlossene Leiter auffasst, wie sie ja den thatsächlichen Verhältnissen bei den Hertz'schen Versuchen stets entsprechen.

Von Partialentladungen, welche, wie ich in 3. erläutert habe, genügend rasch und in annähernd gleichen Intervallen aufeinander folgen, werden mehr oder weniger periodisch und gleichmässig sich ändernde electromotorische Kräfte in ihrer Richtung regelmässig miteinander abwechselnd — in positiver und negativer Richtung wirkend — in den Raum hinausgesandt. Trifft eine solche erste electromotorische Kraft zum Beispiel einen aus zwei gleichen Hälften bestehenden dem primären parallel gestellten geradlinigen secundären Leiter, so bewirkt dieselbe in beiden Leiterhälften eine Electricitätsvertheilung, welche mit der electromotorischen Kraft (ihr etwas nachtheilend) zu- und abnehmen wird. Nach Aufhören dieser electromotorischen Kraft sucht sich im secundären Leiter der frühere Zustand wieder vollständig herzustellen. Ist also durch die erste electromotorische Kraft in der Funkenstrecke dieses Leiters ein Funke eingeleitet und dadurch eine gewisse Electricitätsmenge aus seiner einen Hälfte in die andere übergeführt worden, so strömen nach der Abnahme jener electromotorischen Kraft die Electricitäten zur Funkenstrecke zurück, suchen sich in ihr wiederum auszugleichen. Auf die erste folgt sodann die zweite entgegengesetzt gerichtete electromotorische Kraft. Sind nun die Längen der secundären Leiterhälften gerade so ausprobiert, dass diese zweite electromotorische Kraft in demjenigen Augenblicke an der secundären Funkenstrecke die grösstmögliche Potentialdifferenz hervorbringt, in welchem durch das Zurückströmen der, durch jene erste electromotorische Kraft geschiedenen, Electricitäten gleichfalls die grösstmögliche Potentialdifferenz an der nämlichen Funken-

strecke erzeugt wird, dann addiren sich diese Potentialdifferenzen, sodass wir ein Maximum derselben und demnach ein Maximum des gesammten Funkenspieles erhalten; denn ganz ähnlich werden nun die dritte electromotorische Kraft mit der zweiten, die vierte mit der dritten zusammenwirken etc. — Sind die secundären Leiter nicht geradlinig, sondern kreisrund oder rechteckig geformt, so werden doch in analoger Weise wie angegeben bei gewissen Dimensionsverhältnissen in ihnen Maximalwirkungen zu Stande kommen, sie werden auf electriche Schwingungen von bestimmter Periode am leichtesten ansprechen, auch wenn die in ihnen inducirten electriche Bewegungen, ohne von langsam absterbenden electriche Schwingungen gefolgt zu werden, aufhören, sobald einmal die sie inducirenden electriche Bewegungen im primären Leiter — die Partialentladungen — verschwunden sind.

9. Mit zwei Folgerungen aus der Annahme von Partialentladungen, dass nämlich secundäre Leiter bei gewissen ihnen eigenthümlichen Schwingungsdauern auf electriche Impulse am leichtesten ansprechen, und dass die so wenig scharf ausgebildeten Knoten stehender electriche Wellen (4.) doch secundäre Leiter noch ansprechen lassen, haben wir diejenigen Grundlagen gewonnen, auf deren Basis die Hrn. Hertz, Bjerknes und Poincaré die von den Hrn. Sarasin und de la Rive gefundene Erscheinung der multiplen Resonanz so gedeutet haben¹⁾, wie sie auch mittels der Partialentladungen zu deuten ist.

Indem ich glaube, dass die übrigen Versuche mit Hertz'schen electriche Schwingungen unter der Annahme von Partialentladungen sich gleichfalls erklären lassen, möchte ich nochmals hervorheben, dass diese meine Auffassung der Reflexion und Resonanz electriche Schwingungen mit den experimentellen Resultaten unserer Basler Versuche, welche eine electriche Polarität im secundären Leiter ergaben, in bester Uebereinstimmung steht, während mir diese Resultate mit der Anschauungsweise des Hrn. Hertz über die Natur seiner schnellen electriche Schwingungen nicht vereinbar erscheinen.

Freiburg i. B., Januar 1893.

1) Hertz, Ueb. d. Ausbr. d. el. Kr. p. 17 u. 18. Leipzig 1892.

11. Ueber die Eigenschaften der Lösungen, welche Amine mit Säuren bilden; von D. Konowalow.

I.

Das electrische Leitungsvermögen.

In der letzten Zeit hat man viele Regelmässigkeiten gefunden, welche Lösungen, namentlich verdünnte, als Gemenge, ähnlich den Gasgemengen, betrachten lassen. Das Bestehen solcher Regelmässigkeiten erleichtert das Auffinden der Beziehungen zwischen verschiedenen Eigenschaften der Lösungen, gibt jedoch keinen Aufschluss über den Chemismus derselben. Es ist klar, dass Lösungen einen intermediären Zustand zwischen Gasgemengen und bestimmten chemischen Verbindungen darstellen und, wenngleich sie gewisse Eigenschaften der Gasgemenge besitzen, so lassen sie oft auch deutliche Zeichen des Bestehens bestimmter chemischer Verbindung erkennen. Diese Eigenthümlichkeit der Lösungen stellt ihren Hauptwerth für zukünftige Theorien der chemischen Affinität dar. Es ist anzunehmen, dass wir bestimmte chemische Verbindungen in Lösungen in einem ähnlichen Zustande vorfinden werden, wie ihn Gase oder Flüssigkeiten in der Nähe des kritischen Zustandes vorstellen.

In der Absicht, Material für das Studium des Chemismus der Lösungen zu sammeln, habe ich mir die Untersuchung solcher Mischungen zur Aufgabe gestellt, welche alle Eigenschaften der Lösungen besitzen und zu gleicher Zeit sich durch die Fähigkeit, einfache chemische Verbindungen zu bilden, auszeichnen. Solchen Forderungen entsprechen Lösungen, welche Amine mit Säuren bilden. Ammoniak und Amine bilden mit Säuren einfache Salze, welche sich sowohl im Ueberschuss von Basen als auch von Säuren lösen. Solche Lösungen können mehrere Verbindungen der Base mit der Säure geben. Manchmal aber mischen sich Amine mit Säuren in allen Verhältnissen und geben Lösungen, welche gar keine Verbindungen nach bestimmten Verhältnissen ausscheiden. In solchen Fällen hat man allmähliche Uebergänge zwischen Lösungen und bestimmten

chemischen Verbindungen. So bildet zum Beispiel Anilin mit Ameisensäure (wie überhaupt mit starken Säuren) ein krystallinisches Salz, mit Essigsäure mischt es sich aber in allen Verhältnissen und bildet Lösungen, welche bei Zimmertemperatur gar keine krystallinische Verbindungen ausscheiden und nur, je nach den Mischungsverhältnissen, durch mehr oder weniger bedeutende Zähigkeit sich auszeichnen. Der Chemismus solcher Lösungen äussert sich auch deutlich im bedeutenden Wärmeeffect der Vermischung. Geht man aber zu den nächsten Homologen der Essigsäure über, so sieht man auch diese Aeusserung chemischer Affinität beim Mischen mit Anilin schwächer und schwächer werden. Durch das Studium der Eigenschaften dieser Mischungen kann man also den Chemismus der Lösungen Schritt für Schritt verfolgen.

Die nachstehende Mittheilung bezieht sich auf die Leitfähigkeit dieser Lösungen. Nach F. Kohlrausch leitet ungemischt bei Zimmertemperatur keine Flüssigkeit electrolytisch. Worin besteht nun die Aenderung, welche die gelöste Flüssigkeit erleidet und welche ihr diese merkwürdige Eigenschaft mittheilt? Eine ganz bestimmte Antwort darauf gibt die viel discutirte Theorie der electrolytischen Dissociation. Die Schlussfolgerungen dieser Theorie werden aber nur durch die Annahme ermöglicht, dass ein Electrolyt in einer Lösung Ionendissociation auf dieselbe Art erleidet, wie es im Vacuum geschehen würde. Etwaige chemische Wirkung zwischen dem Electrolyten und dem ihn lösenden Medium bleibt unberücksichtigt. Es sind aber gerade die gut leitenden Lösungen, welche sich durch deutliche Merkmale des Chemismus auszeichnen. Die besten Leiter zweiter Klasse sind Lösungen von Schwefelsäure in Wasser, und es ist schwer, in diesen Lösungen die Möglichkeit chemischer Verbindungen von Wasser und Schwefelsäure auszuschliessen. Nach den bisherigen Untersuchungen besitzt namentlich Wasser im hohen Grade die Eigenschaft, dem gelösten Electrolyten Leitfähigkeit mitzutheilen, zu gleicher Zeit beobachtet man bei keinem anderen Lösungsmittel die Fähigkeit, so zahlreiche bestimmte Verbindungen zu bilden, wie es im Falle von Mischungen von Wasser und Electrolyten ist.

Bei der Untersuchung der Leitfähigkeit der von mir aus-

gewählten Lösungen habe ich mir die Aufgabe gestellt zu prüfen, in welchem Maasse die Schlussfolgerungen der Dissociationstheorie sich auf diese Lösungen anwenden lassen und welche Beziehungen zwischen Leitfähigkeit und Neigung zur Bildung bestimmter chemischer Verbindungen in diesen Fällen bestehen.

Die *Untersuchungsmethode* war die von F. Kohlrausch¹⁾, wobei Gefässe angewandt wurden von der Form, wie sie Arrhenius angegeben. Die obere Platinplatte war durchbohrt und die Thermometerkugel befand sich zwischen dem Electroden. Ein an dem Deckel befestigter Gummiring bildete einen luftdichten Verschluss, welcher vermittels des ganzen Electrodenystems die Mischung der Lösung zu bewirken erlaubte. Die Herstellung der Mischungen geschah im Electrodengefässe, indem eine Menge Säure (selten Amin) in demselben verdünnt wurde. Abgemessen wurden bestimmte Quantitäten von Säure oder Amin vermittle Büretten. Da diese Methode infolge der durch grosse Zähigkeit der von mir benutzten Amine bedingten Benetzung der Bürettenwandung bedeutende Fehler geben würde, so construirte ich, um dieselben zu vermeiden, folgende Bürette: Der Apparat (Fig. 1) bestand aus einer Bürette *B* mit einem Dreiweg-

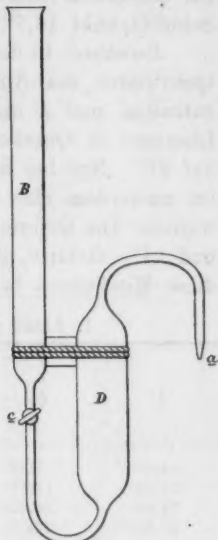


Fig. 1.

hahn (c) und einem an dieselbe angelötheten Gefässe (*D*), bestimmt zur Aufnahme der betreffenden Flüssigkeit. Nachdem der ganze Apparat mit Quecksilber angefüllt, wurde die Ausflussröhre *a* des Gefässes *D* in die zu untersuchende Flüssigkeit getaucht. Durch geeignete Stellung des Hahnes *c* wurde das Ausfliessen des Quecksilbers aus dem Gefässe *D* erreicht und füllte sich dasselbe infolgedessen mit der betreffenden Flüssigkeit. Das Ausfliessen der Amine aus dem Bürettengefässe erreichte ich

1) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 11. p. 653. 1886.

durch Verdrängen desselben vermittels Quecksilbers, dessen Volumen genau (bis zu 0,01 Proc.) an der Bürette abgelesen wurde.

Das Material war: Anilin, *o*-Toluidin (1,2), Methylanilin, Dimethylanilin, Essig-, Propion- und Buttersäure. Sämmtliche Stoffe waren von Kahlbaum bezogen. Die Amine wurden mit Aetzkali getrocknet und unter vermindertem Drucke destillirt; Säuren wurden kurze Zeit mit Phosphorsäureanhydrid geschüttelt und fractionirt. Essigsäure und Dimethylanilin habe ich ausserdem mehrmals krystallisirt und Essigsäure mit dem Schmelzpunkt 16,7°, Dimethylanilin — 2,3° erhalten.

Resultate: In den nachstehenden Tabellen bedeuten: P_a die Quantitäten des Amins, welche 100 Gewichtstheile Lösung enthalten und K die mit 10^8 multiplicirte Leitfähigkeit der Lösungen in Quecksilbereinheiten. Alle Zahlen beziehen sich auf 21°. Nur bei den Mischungen von Anilin und Essigsäure ist ausserdem eine Reihe Bestimmungen bei 17° ausgeführt worden. Die Differenz der Zahlen für die Temperaturen von 21° und 17°, dividirt durch 5, ist als Temperaturcoefficient für diese Mischungen beigelegt.

I. Anilin und Essigsäure. Leitungsfähigkeit.

P	K_{21}	K_{16}	$\alpha = \frac{K_{21} - K_{16}}{5}$	$\frac{100 \alpha}{K_{16}}$
4,00	2,67	—	—	—
11,36	19,11	16,10	0,60	3,72
15,82	24,80	20,80	1,02	4,88
20,60	27,05	21,60	1,09	5,00
24,03	26,94	—	—	—
24,48	26,91	21,26	1,13	5,31
27,12	26,60	20,65	1,19	5,76
29,10	26,22	20,22	1,20	5,94
31,24	25,63	19,56	1,21	6,18
32,80	25,34	19,19	1,23	6,40
33,58	25,07	—	—	—
33,91	24,89	—	—	—
35,01	24,72	18,72	1,20	6,41
37,33	24,39	18,56	1,17	6,30
40,60	23,89	—	—	—
41,92	23,66	18,17	1,10	6,05
45,64	23,15	—	—	—
48,76	22,76	17,53	1,04	5,93
49,94	22,64	—	—	—
54,40	21,37	16,83	0,91	5,40
57,15	20,25	16,17	0,81	5,01

P	K_{21}	K_{10}	$\alpha = \frac{K_{21} - K_{10}}{5}$	$\frac{100 \alpha}{K_{10}}$
59,41	19,20	—	—	—
60,42	18,62	—	—	—
64,04	16,52	13,75	0,55	4,00
68,14	13,15	—	—	—
72,75	8,54	7,74	0,16	2,06
74,50	6,84	6,28	0,11	1,75
78,80	3,54	3,45	0,02	0,58
81,80	1,93	—	—	—
82,30	1,66	1,66	0	0
82,65	1,47	1,49	-0,004	-0,27
84,70	0,81	0,85	-0,008	-0,94
87,10	0,39	0,41	-0,004	-0,98
90,00	0,13	—	—	—
92,05	0,06	—	—	—
93,57	0,04	—	—	—
95,23	0,02	—	—	—

II. Methylanilin und Essigsäure.

P_a	K_{21}	P_a	K_{21}	P_a	K_{21}
9,72	14,03	35,02	25,72	72,01	2,91
16,41	25,37	38,98	24,08	73,93	2,05
18,06	26,91	43,84	21,30	76,14	1,41
20,39	28,16	50,26	17,33	78,18	0,94
22,30	28,63	54,17	14,34	80,21	0,56
23,03	28,77	61,17	9,39	82,71	0,29
25,17	28,75	62,91	8,03	83,13	0,26
28,06	28,35	65,69	6,35	85,26	0,13
31,77	27,22	68,10	4,82	91,70	0,01

III. o-Toluidin und Essigsäure.

P_a	K_{21}	P_a	K_{21}	P_a	K_{21}
14,89	16,09	30,66	16,62	54,30	9,61
16,22	17,04	35,55	15,10	58,36	8,01
16,50	17,18	37,30	14,64	62,21	6,29
18,73	18,10	41,81	13,40	65,66	4,55
20,89	18,40	44,45	12,77	69,43	2,82
22,57	18,44	48,26	11,59	72,82	1,74
24,20	18,29	49,00	11,37	75,93	0,92
27,17	17,63	50,08	11,04	78,05	0,54
29,27	17,00	52,22	10,34	80,63	0,25

IV. Dimethylanilin und Essigsäure.

P_a	K_{21}	P_a	K_{21}
12,46	17,27	24,37	21,48
13,86	18,92	27,00	20,10
16,18	20,87	39,04	12,90
16,98	21,32	55,06	4,00
18,25	21,84	61,17	1,87
21,61	22,08	66,76	0,74
21,76	22,06	72,19	0,24
22,41	21,98	79,80	0,03
23,00	21,84	85,00	< 0,01

V. Anilin und Propionsäure.

P_a	K_{21}^0
14,32	0,66
22,30	3,56
29,68	5,98
36,46	6,73
42,61	6,35
49,40	4,99
55,51	3,40
60,76	2,05
65,90	1,07
70,49	0,53

VI. Anilin und Buttersäure.

P_a	K_{21}^0
15,65	0,06
27,10	0,67
36,80	1,03
44,73	0,86
51,35	0,61
58,30	0,33
62,00	0,22
70,96	0,08
76,50	0,04

Fig. 2 gibt die graphische Darstellung der oben angeführten Resultate. Als Abscissen sind die Procentgehalte des Amins der Lösung, als Ordinaten die electrischen Leitungsvermögen derselben eingetragen. Vor allem fallen die bedeutenden Verschiedenheiten zwischen den einzelnen Curven ins Auge. Besonders gross sind diese Verschiedenheiten für diejenigen Lösungen, welche aus den analogsten Paaren der untersuchten Flüssigkeiten gebildet wurden. *Die Curven der Lösungen von Anilin und Essig-, Propion- und Buttersäure sind nicht nur in ihrem Aussehen sehr verschieden, sondern unterscheiden sich auch ganz besonders durch ihren Abstand von der Abscissenaxe.* Das maximale Leitungsvermögen beträgt für Lösungen von Anilin und Essigsäure 27,05, Anilin und Propionsäure 6,9, Anilin und Buttersäure 1,05 Proc. Bedeutend geringere Unterschiede im Werthe des maximalen Leitungsvermögens zeigen Lösungen, welche aus Essigsäure und verschiedenen Aminen (Anilin, Toluidin, Methylanilin, Dimethylanilin) bestehen und

die Curven des Leitungsvermögens unterscheiden sich in diesen Fällen vornehmlich durch ihre Form.

Es scheint also, dass das electriche Leitungsvermögen der untersuchten Lösungen durch einen eigenthümlichen Einfluss der Säure bedingt wird. Dieser Einfluss ist demjenigen ähnlich, wie ihn das Wasser auf die gelösten Electrolyte ausübt und dadurch das Leitungsvermögen hervorruft. Zugleich erscheint der Umstand bemerkenswerth, dass die untersuchten Amine, obwohl sie in wässrigen Lösungen fast vollständig Nichtleiter sind, in Essigsäure gelöst dagegen bedeutendes

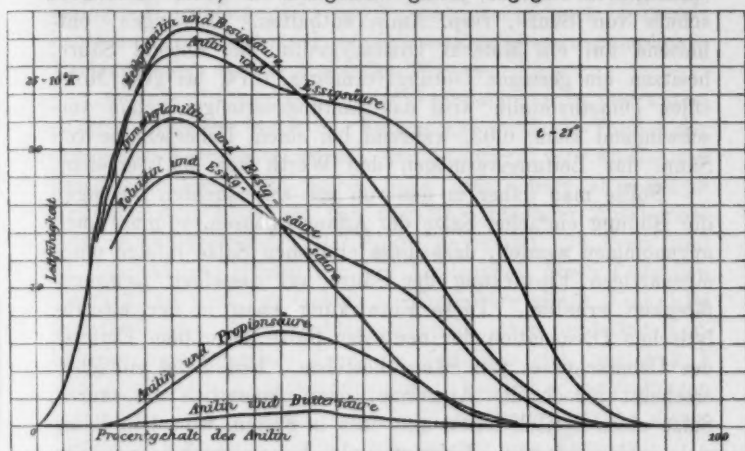


Fig. 2.

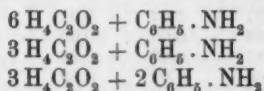
Leitungsvermögen besitzen. Den Grund dafür könnte man zu allererst in der Bildung einfacher Salze (d. i. Salze, die durch Vereinigung je eines Molecüls Amin und Säure entstehen) in diesen Lösungen erkennen, doch steht eine solche Voraussetzung nicht im Einklange mit den beobachteten Erscheinungen. Bei Zimmertemperatur besitzen Salze kein Leitungsvermögen. Zwar sind alle in dieser Hinsicht untersuchten Salze bei gewöhnlicher Temperatur feste Körper, während ich mit Flüssigkeiten zu thun hatte. Doch sind auch flüssige, salzähnliche Verbindungen (z. B. SnCl_4 , N_2SO_4) bei gewöhnlicher Temperatur Nichtleiter. Andererseits entspricht in keinem der von mir untersuchten Fälle das maximale Leitungsvermögen einem

Verhältniss von einem Molecül Säure auf ein Molecül Amin, sondern ist stets nach der Seite der Lösungen mit grösserem Säuregehalt verschoben. Lösungen von Buttersäure und Anilin, deren Leitungsvermögenscurve die grösste Symmetrie von allen Curven aufweist, zeichnen sich zu gleicher Zeit durch einen unbedeutenden Werth des maximalen Leitungsvermögens aus. Lösungen von Dimethylanilin und Essigsäure zeigen dagegen den geringsten Grad der Symmetrie ihrer Curven. In diesem Falle lassen sich ganz bedeutende Unterschiede im Leitungsvermögen beobachten, je nachdem die Lösungen einen Ueberschuss von Säure, resp. Amin enthalten. Lösungen, enthaltend auf ein Molecül Dimethylanilin ein Molecül Säure, besitzen ein geringes Leitungsvermögen, 0,74, bei zwei Molecülen Dimethylanilin wird das Leitungsvermögen schon verschwindend klein, 0,03, während bei einem Ueberschusse von Säure das Leitungsvermögen den Werth von 22,1 erreicht.

Sollte man daher in den von mir untersuchten Lösungen die Bildung einfacher Salze der Amine zulassen, so muss auch angenommen werden, dass diese einfachen Salze infolge einer eigenartigen Einwirkung der Säure auf dieselben Leitungsfähigkeit erhalten. Diese Einwirkung kann in der electrolytischen Dissociation der neutralen Salze unter dem Einfluss des Ueberschusses von Säure bestehen. Bedeutend einfacher erscheint jedoch die Annahme, dass namentlich die sauren Salze electrolytisch leiten und dass in Fällen, wo solche Salze sich bilden können, Lösungen als Leiter erscheinen. Die Fähigkeit von Essigsäure, saure Salze zu bilden, ist allgemein bekannt. Es ist auch wohl anzunehmen, dass diese Fähigkeit, wenn auch in verschiedenem Maasse, anderen Säuren dieser Reihe zukommt. Die verschiedene Stabilität solcher Verbindungen muss auch grosse Verschiedenheiten im Leitungsvermögen dieser Lösungen hervorrufen. In jedem Falle muss Leitungsvermögen zu beobachten sein in Lösungen, welche einen Ueberschuss an Säure enthalten. Im Einklange mit solcher Voraussetzung stehen die oben angeführten Resultate. Die Curven des Leitungsvermögens zeigen, trotz ihrer Verschiedenheit, doch folgende allgemeine Merkmale: In allen Lösungen besass die Säure das geringere Moleculargewicht und Volumen. Es wurde schon darauf hingewiesen, dass die Curven nach der

Seite der Lösungen mit einem Ueberschusse der Säure verschoben sind. *Diese Asymmetrie der Curven des Leitungsvermögens ist um so grösser, je relativ geringer das Moleculargewicht und Volumen der Säure ist.* Wird also das electriche Leitungsvermögen durch Bildung saurer Salze bedingt, so muss man schliessen, dass ein relativ geringes Moleculargewicht und Volumen der Säure eine günstige Bedingung für das Entstehen eben dieser sauren Salze ist. Eine solche günstige Bedingung für die Bildung complicirter Verbindungen finden wir auch deutlich im Falle von Wasser, eines Körpers, der sich durch geringes Moleculargewicht und Volumen auszeichnet. Nirgends beobachtet man zahlreichere und mannigfaltigere complicirte Verbindungen, wie im Falle des Wassers.

Auf die Bildung bestimmter Verbindungen in den untersuchten Lösungen weist der Verlauf des mittleren Theiles der Curve des Leitungsvermögens der Lösungen von Anilin und Essigsäure hin. Die Curve zeigt drei scharf ausgeprägte Krümmungen, Lösungen von ungefähr folgender Zusammensetzung entsprechend: 20,5 Proc. (Maximum); 34 Proc. und 51 Proc. Anilin. Setzen wir den Anilingehalt dieser Lösungen gleich 1, so wird der Gehalt an Essigsäure gleich 3,88, 1,94 und 0,97 sein. Diese Zahlen stehen in einem einfachen Verhältniss untereinander, denn sie verhalten sich wie 4:2:1 und lassen folglich das Grundmerkmal chemischer Verbindungen erkennen. Und wirklich stimmt die Zusammensetzung dieser Lösungen sehr nahe überein mit der von den Formeln:



verlangten.

Die übrigen angeführten Curven lassen keine so scharf ausgesprochenen Krümmungen erkennen. Wie schon früher darauf hingewiesen, stehen eben Lösungen von Anilin und Essigsäure von allen untersuchten Flüssigkeitspaaren bestimmten chemischen Verbindungen am nächsten.

Verdünnte Lösungen sind von besonderer Bedeutung für die electrolytische Dissociationstheorie. Dieser Theorie gemäss muss in erster Linie mit Abnahme der Concentration der Lösung das specifische Leitungsvermögen (das Leitungsvermögen

getheilt durch den Gehalt des Stoffes in der Volumeneinheit der Lösung) wachsen.

Einer solchen Forderung kann nur eine convexe Form des Anfanges der Curve entsprechen, welche die Abhängigkeit des Leitungsvermögens von der Concentration der Lösung ausdrückt. Wie die Tabelle (A) zeigt, sind die Curven für die Lösungen in *Aminen* concav. Zwar ist der Gehalt in Gewichtseinheiten ausgedrückt, jedoch infolge der nahen Werthe der specifischen Gewichte der untersuchten Flüssigkeiten behalten die Curven auch für Volumenprocente dieselbe Form. Augenscheinlich erscheint auch die Curve für Lösungen von Anilin in *Propionsäure* concav. Um beurtheilen zu können, in welchem Maasse diese Eigenthümlichkeit der Curven des Leitungsvermögens auch in anderen Fällen von Lösungen in *Säuren* hervortritt, habe ich Lösungen von Anilin und Dimethylanilin im Ueberschusse von Essigsäure genau untersucht. Die erhaltenen Resultate sind in folgender Tabelle mitgetheilt. Ausser dem Werthe des electrischen Leitungsvermögens $10^8 (K_{21})$, sind noch gegeben: μ — das specifische Leitungsvermögen, d. i. $10^8 (K/P_a)$ und Δ der Zuwachs des electrischen Leitungsvermögens, einem Procent entsprechend, d. i. $10^8 (K^2 - K^1/p^2 - p_1)$. Diese letztere Grösse stellt den annähernden Werth des Differentialquotienten (dk/dp) dar.

VII. Anilin und Essigsäure.

P_a	K_{21}^0	μ	Δ
0,31	0,02	0,07	—
0,63	0,05	0,09	0,10
1,87	0,43	0,23	0,30
2,66	1,04	0,39	0,77
3,52	2,04	0,58	1,13
4,80	4,21	0,88	1,69
6,07	7,12	1,17	2,28
6,97	9,23	1,33	2,48
8,00	11,89	1,48	2,45
9,06	14,47	1,60	2,43
10,55	17,71	1,68	2,17
11,42	19,41	1,70	1,95
12,33	21,09	1,69	1,73
13,94	23,03	1,66	1,42
15,72	25,05	1,59	0,98
17,47	26,07	1,49	0,70
19,25	26,74	1,38	0,38
20,55	27,07	1,32	0,25
21,66	27,01	1,25	-0,07

VIII. Dimethylanilin und Essigsäure.

P_a	K_{21}^0	μ	Δ
0,55	0,06	0,11	—
1,04	0,15	0,15	0,18
2,01	0,53	0,26	0,38
2,97	1,25	0,42	0,75
3,90	2,41	0,62	1,26
4,83	3,87	0,80	1,56
5,72	5,51	0,96	1,73
7,47	9,20	1,24	2,11
9,15	12,79	1,40	2,09

Wie aus der Tabelle ersichtlich, nimmt der Werth des specifischen Leitungsvermögens auch in diesen Fällen mit steigender Concentration der Lösung zu. Die Zunahme von μ beginnt mit Lösungen, welche ein ganz unbedeutendes Leitungsvermögen derselben Ordnung zeigen, wie das des gut gereinigten Wassers. Jedoch beobachtet man einen so unbedeutenden Werth des Leitungsvermögens noch in Lösungen, welche einen nicht ganz geringen Gehalt an Amin besitzen, die also noch sehr weit vom Zustande unendlicher Verdünnung entfernt sind. Auch in diesen Fällen, wie in Lösungen, welche einen Ueberschuss an Amin enthalten, haben wir dieselbe Erscheinung, dass nämlich bei genügendem Ueberschusse des Lösungsmittels, jedoch bei noch nicht unendlicher Verdünnung, das electrische Leitungsvermögen verschwindend klein wird. Lösungen, welche einen Ueberschuss an Amin enthalten, lassen diese Erscheinung nur bedeutend schärfer hervortreten, besonders scharf in Lösungen von Essigsäure in Dimethylanilin. Bei einem Verhältniss von Dimethylanilin zur Säure wie 2:1 wird in diesem Falle das Leitungsvermögen verschwindend klein. Folglich erhöht ein Ueberschuss des Lösungsmittels in den von mir untersuchten Fällen im allgemeinen nicht die Activität des gelösten Stoffes, wie es die Theorie der electrolytischen Dissociation verlangt. Vielmehr wird durch einen Ueberschuss jene eigenartige Einwirkung des Lösungsmittels gleichsam erschöpft, welche das electrische Leitungsvermögen der Lösung bedingte, und die Lösung hört auf Leiter zu sein, noch bevor die Verdünnung unendlich gross geworden. Die beschriebene Erscheinung bildet keine ausschliessliche Eigen-

thümlichkeit der von mir untersuchten Lösungen. In wässerigen Lösungen scheint diese Erscheinung ein allgemeines, charakteristisches Merkmal von Lösungen mit geringem Wassergehalt zu sein. So erscheint die Curve des Leitungsvermögens von Lösungen von Wasser in Essigsäure concav und bei einem Wassergehalt, der noch einige Procente beträgt, wird das electrische Leitungsvermögen verschwindend klein.¹⁾

Als gutes Beispiel für dieselben Beziehungen können Lösungen von Wasser in Dichloressigsäure, die in meinem Laboratorium von Hrn. Isaposhnikow untersucht wurden, dienen, wie aus folgender Tabelle hervorgeht, wo P_w den Procentgehalt des Wassers dieser Lösung und $10^8 (k)$ das electrische Leitungsvermögen bei $17,5^\circ$ bezeichnet:

P_w	— 1,044;	3,65;	8,22;	11,96;	15,88;	20,47;
$10^8 (k)$	— 0,02;	0,22;	2,03;	6,56;	16,16;	37,17.

Diese Eigenthümlichkeit von Lösungen von Wasser im Ueberschusse eines Electrolyten könnte man dadurch erklären, dass das Wasser selbst Nichtleiter ist und eine electrolytische Dissociation nur im geringen Maasse erleidet. In den von mir untersuchten Fällen lässt sich aber diese Eigenthümlichkeit sowohl für Lösungen, enthaltend die eine oder die andere der Componenten im Ueberschusse, beobachten.

Charakteristisch für Lösungen, welche einen Ueberschuss an Wasser enthalten, ist das beständige Wachsen des specifischen Leitungsvermögens, die beständige Zunahme der Activität des gelösten Körpers zugleich mit abnehmender Concentration. Hier entspricht nicht nur die Form der Curve den Forderungen der electrolytischen Dissociationstheorie, in vielen Fällen lässt sich auch die Abhängigkeit zwischen der Concentration und dem electrischen Leitungsvermögen hinreichend durch Gleichungen der gewöhnlichen Dissociationstheorie ausdrücken, wie es die Hrn. van't Hoff, Reichert und Ostwald gezeigt haben. Es stehen jedoch die Forderungen dieser Theorie im Widerspruche mit den Erscheinungen, die wir für den Fall anderer Lösungsmittel als Wasser beobachten. Andererseits kann die Anwendbarkeit dieser Theorie ausschliesslich nur in Bezug auf wässrige Lösungen wohl kaum

1) Untersuchungen von F. Kohlrausch.

als gewichtiges Beweismittel für die Theorie dienen, in Betracht eben der ausschliesslichen Eigenschaften des Lösungsmittels — des Wassers — selbst. Die oben angegebenen Resultate geben Grund zur Annahme, dass die Eigenthümlichkeit wässriger Lösungen vor allem durch das geringe Moleculargewicht und Volumen des Wassers bedingt sei. In den von mir untersuchten Fällen erscheint der convexe Theil der Curven nach der Seite der Flüssigkeit mit geringerem Moleculargewicht und Volumen verschoben. In den wässrigen Lösungen ist dieser convexe Theil selbst in sehr verdünnten Lösungen zu erkennen, wie es auch für ein Lösungsmittel von sehr geringem Moleculargewicht und Volumen nach dem Obigen sein musste.

Während nun obige Resultate mit den Forderungen der electrolytischen Dissociationstheorie nicht übereinstimmen, äussern sie ähnliche Merkmale chemischer Verbindung, wie sie für Lösungen mittlerer Concentration angedeutet waren. Wie aus der Tabelle VII zu sehen, stellen μ und Δ Maxima dar, welche eine Aenderung im Verlauf der Curve des Leitungsvermögens erkennen lassen. Diese Maxima entsprechen Lösungen von ungefähr folgender Zusammensetzung: 6—7 Proc. (Maximum Δ) und 11,5 Proc. (Maximum μ). Setzen wir auch hier die Menge von Anilin als Einheit, so finden wir den Gehalt an Essigsäure gleich 7,7 und etwa 15 Proc. Beide Zahlen setzen die oben angeführte Reihe von Zahlen, welche den Krümmungen des mittleren Theiles der Curve des Leitungsvermögens entsprechen, fort. Vollständig erscheint die Reihe dieser Zahlen wie folgt:

0,97; 1,94; 3,88; 7,70; 15.

Zu den obengenannten Formeln können wir folglich noch folgende hinzufügen: $\Delta + 12K$ und $\Delta + 24K$.

Oefter schon ist die nahe Uebereinstimmung mit einfachen Molecularformeln der Zusammensetzung der Lösungen bemerkt worden, welche hervorragenden Punkten im Verlaufe einer Curve ihrer Eigenschaften entsprechen. Eigenthümlich in dem hier beschriebenen Falle ist der Umstand, dass wir in ein und derselben Curve eine ganze Reihe solcher Punkte haben und dass die Zusammensetzung der ihnen entsprechenden Lösungen einer einfachen multiplen Proportion entspricht. In dem gegebenen Falle kommt der Chemismus der Lösung in der einfachsten Form zum Ausdruck.

Einfluss des Wassers auf die Leitfähigkeit der untersuchten Lösungen. Es fragt sich nun, in welchem Maasse die erhaltenen Resultate sich auf die wasserfreien Stoffe beziehen und ob nicht die beobachtete Leitfähigkeit durch unvermeidliche Spuren von Wasser bedingt sei. Um diese Frage beantworten zu können, habe ich die Leitfähigkeit einiger Lösungen von Anilin und Essigsäure vor und nach Zusatz kleiner Wassermengen bestimmt. Es erwies sich dabei, dass ein Zusatz von etwa $\frac{1}{10}$ Proc. Wasser in Lösungen mit nicht zu geringem Säuregehalt keine merkliche Veränderung der Leitfähigkeit hervorruft.

Einfluss der Zeit. Bekanntlich kann Anilin mit Säuren Anilide bilden und so war eine Aenderung der Leitfähigkeit dieser Lösungen mit der Zeit zu erwarten. Die Reaction verläuft aber bei Zimmertemperatur sehr langsam. Und in der That behielten die Lösungen ihre Leitfähigkeit im Verlaufe von 24 Stunden unverändert. Nach Verlauf von 6 Monaten fand ich die Leitfähigkeit um ungefähr 30 Proc. verringert und liessen sich dann in den Lösungen grössere Mengen von Acetanilid nachweisen.

Gefrierpunkte von Lösungen.

Untersucht wurden Lösungen von Anilin in Essigsäure. Für eine jede Reihe von Bestimmungen wurden ungefähr 180 g Essigsäure verwandt, wobei ich das Anilin nach und nach hinzufügte. Die Ueberkaltung der Lösung betrug $1,5^{\circ}$. Das Gefrieren wurde durch Einwerfen eines Krystalls Essigsäure hervorgerufen. Von dem Einflusse der äusseren Temperatur war der Gefrierapparat durch ein grosses Doppelgefäss mit Wasser geschützt, dessen Temperatur von der des Gefrierpunktes der Lösung sich um $0,1-0,2^{\circ}$ unterschied. Der Gefrierpunkt einiger Lösungen wurde am nächsten Tage nochmals bestimmt; die beiden gefundenen Werthe stimmten gut überein. Folglich ändert sich der Gefrierpunkt dieser Lösungen innerhalb 24 Stunden nicht merklich, wie es auch für das electrische Leitungsvermögen stattfindet.

Die Resultate sind in folgender Tabelle mitgetheilt, wo p den Anilingehalt auf 100 g Säure, D die Temperaturerniedrigung des Gefrierpunktes und $E = (D/P)$ den Erniedrigungscoefficienten bezeichnet.

X. Anilin in Essigsäure.

1. Serie.

Gefriertemperatur der Säure 16,54°.

p	D	E
0,966	0,364	0,376
1,950	0,722	0,370
2,881	1,082	0,375
3,836	1,424	0,371
5,762	2,160	0,375
7,840	3,024	0,385
9,820	3,958	0,403
11,781	5,014	0,425

2. Serie

Gefriertemperatur der Säure 16,70°.

p	D	E
0,956	0,364	0,381
1,994	0,760	0,381
2,932	1,108	0,378
3,906	1,472	0,377
5,219	1,968	0,377
6,580	2,518	0,382
7,811	3,052	0,391
11,715	5,068	0,433

Die zwei angeführten Reihen der Beobachtungen wurden mit Säure von verschiedener Gefriertemperatur gemacht und unterscheiden sich die Zahlen um ein Geringes. Je höher der Gefrierpunkt, je geringer der Wassergehalt der Säure, um so grösser sind die Werthe der Temperaturerniedrigung. Der allgemeine Gang der Zahlen bleibt jedoch ein und derselbe. In verdünnten Lösungen ist der Werth der Temperaturerniedrigung D fast proportional dem Gewichte des gelösten Anilin p und der Erniedrigungscoefficient $E = (D / p)$ fast constant, bis p ungefähr gleich 6,5 wird. Für die moleculare Erniedrigung erhalten wir in verdünnten Lösungen den beinahe normalen Werth von 35,4. Bemerkenswerth ist, dass, obwohl wir hier in der Lösung einen Körper haben, der ohne Zweifel chemische Verbindungen mit dem Lösungstoffe bilden kann, die moleculare Temperaturerniedrigung nichtsdestoweniger constant und nahe gleich der normalen erscheint. Bei wachsender Concentration, wenn der Anilingehalt 6,5 auf 100 g Säure übersteigt, nimmt der Erniedrigungscoefficient (D / p) rasch zu, sodass die moleculare Erniedrigung in concentrirteren Lösungen grösser als 39¹⁾ wird. Der Wendepunkt im Gange der Gefrierpunktserniedrigungen entspricht einer Lösung von nahe derselben Concentration, der die Veränderung im Gange des electrischen Leitungsvermögens entsprach (siehe oben).

Auf den ersten Blick scheint diese Zunahme der Molecularerniedrigung zu Gunsten der electrolytischen Dissociations-

1) Der normale Werth der Molecularerniedrigung für Lösungen in Essigsäure nach Raoult.

theorie zu sprechen. In der That zeigt gerade in Lösungen mit bedeutender Leitfähigkeit Anilin eine grössere Molecularerniedrigung als normal. Jedoch nimmt E mit Zunahme der Concentration fortwährend zu, während nach der electrolytischen Dissociationstheorie das Entgegengesetzte eintreten müsste. Es scheint also, dass auch hier ein Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit und der Grösse der Molecularerniedrigung bestehe, auf den zuerst schon Arrhenius, gestützt auf die Theorie der electrolytischen Dissociation, hingewiesen, doch lässt in den von mir untersuchten Fällen sich der Zusammenhang nicht durch diese Theorie erklären. Einen analogen Verlauf der Gefrierpunktserniedrigung lassen auch wässrige Lösungen von Ammoniak erkennen. Auch hier ist die Molecularerniedrigung in verdünnter Lösung beinahe normal, mit steigender Concentration wird sie schliesslich grösser als normal.

Schlussfolgerungen: 1. Lösungen, gebildet von Aminen und organischen Säuren, sind Leiter ungefähr derselben Ordnung, wie Lösungen organischer Säuren in Wasser.

2. Bei einer grossen Verdünnung, jedoch bei noch nicht unendlicher, wird das Leitungsvermögen der Lösungen verschwindend klein.

3. Die Curven, welche das electriche Leitungsvermögen dieser Lösungen in Abhängigkeit vom Procentgehalt ausdrücken, sind nicht symmetrisch. Sie sind nach der Seite der Flüssigkeit mit geringerem Moleculargewicht und Volumen verschoben, und das um so mehr, je grösser der Unterschied in den Moleculargewichten und Volumina ist.

4. Die Anfänge dieser Curven sind concav, entgegen den Forderungen der electrolytischen Dissociationstheorie. Die Concavität ist um so grösser, je grösser das Gewicht und das Volumen der Moleküle des gelösten Körpers im Vergleich mit der des Lösungsmittels ist.

5. Das eigenartige Verhalten der wässrigen Lösungen scheint vor allem durch das geringe Moleculargewicht und Volumen des Wassers bedingt zu sein.

6. Die Curven des electriche Leitungsvermögens der Lösungen von Anilin und Essigsäure weisen eine Reihe von Wendepunkten auf, Lösungen entsprechend, deren Zusammensetzung einfachen multiplen Proportionen genügt.

7. Das Leitungsvermögen der Flüssigkeiten bei gewöhnlicher Temperatur wird durch chemische Affinität zwischen dem gelösten Electrolyt und dem Ueberschusse des Lösungsmittels hervorgerufen. Der eigenthümliche Zustand der sich dabei bildenden instabilen Verbindungen begünstigt den chemischen Umtausch, ohne den eine electrolytische Leitung nicht möglich ist.

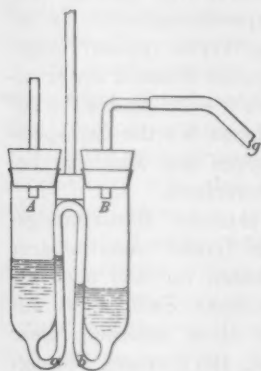
II.

Wärmeerscheinungen.

Das Ziel nachfolgender Untersuchung ist die Bestimmung der Wärmemengen, welche beim Mischen in verschiedenen Gewichtsverhältnissen von Aminen (Anilin, Dimethylanilin) mit Säuren (Essig-, Butter- und Propionsäure) frei werden. Die Untersuchungen wurden bei Zimmertemperatur gemacht. In der Absicht, die Abhängigkeit der erhaltenen Werthe von der Temperatur zu verfolgen, sind ferner die specifischen Wärmen der erhaltenen Mischungen in den Intervallen von 0° — 20° und 40° — 20° bestimmt worden. Mit Hülfe der erhaltenen Werthe der specifischen Wärme sind die Wärmetönungen des Mischens bei drei Temperaturen: 0° , 20° und 40° berechnet.

Untersuchungsmethode: Die gewöhnliche Bestimmungsmethode der Vermischungswärmen auf Grund unmittelbarer Messung der Temperatur der Flüssigkeiten vor und nach erfolgtem Mischen konnte in dem gegebenen Falle nicht mit Erfolg angewandt werden. Denn vor allem erfordert diese Methode bedeutende Flüssigkeitsmengen. Bei geringen Flüssigkeitsmengen sind die unvermeidlichen Fehler in der Bestimmung des Wasserwerthes des Gefäßes und des Thermometers von grossem Einfluss auf die Endresultate. Sodann hängt der Grad der Genauigkeit der Endresultate von dem Genauigkeitsgrade der Bestimmung der specifischen Wärme der erhaltenen Mischung ab und lässt sich letzterer Werth bei geringen Flüssigkeitsmengen nicht hinreichend genau genug bestimmen. In Anbetracht dessen gab ich den Vorzug der Methode des Wärmeaustausches zwischen den sich mischenden Flüssigkeiten und dem Wasser des Calorimeters, dessen Gesamtwasserwerth genau bekannt war. Zu diesem Zwecke construirte ich folgenden Apparat (vgl. Figur a. f. S.). Zwei dünnwandige Glas-cylinder *A* und *B*, von denen ein jeder etwa 60 ccm fasst,

stehen miteinander in Verbindung vermittels einer dünnen Glasröhre *ab*, welche, vom Boden eines jeden der Cylinder ausgehend, sich nach oben hin fortsetzt. Ein jeder Cylinder wurde mit dem gewünschten Quantum der untersuchten Flüssigkeiten beschickt, genau gewogen und darauf der ganze Apparat in das Calorimeterwasser versenkt. Nachdem der Gang des Thermometers im Calorimeter regelmässig und langsam geworden, liessen sich die Flüssigkeiten leicht durch Verdrängen der einen Flüssigkeit aus einem der Cylinder durch Luft vermischen. Letzteres wurde mit Hülfe einer kleinen Glasglocke erreicht, welche durch einen Gummischlauch *g* mit einem der Cylinder in Verbindung stand und in Quecksilber getaucht wurde. Durch wiederholtes Eintauchen und Herausziehen der Glocke aus dem Quecksilber wurden die Flüssigkeiten zum Vermischen gebracht und beim Durchlaufen durch die Glasröhre *ab* gab die Lösung rasch ihre Wärme an das Calorimeterwasser ab. Das Gesamtgewicht beider Flüssigkeiten betrug ungefähr 45 g. Das Calorimetergefäss aus Platin fasste ungefähr 500 g Wasser. Die Temperatur wurde genau bis $0,001^{\circ}$ abgelesen. Die Temperatur des Calorimeterwassers stieg im allgemeinen nach dem Mischen nicht weniger als



$0,6^{\circ}$, nur in seltenen Fällen betrug der Temperaturanstieg $0,3^{\circ}$ und selbst $0,2^{\circ}$. Der Wasserwerth der erhaltenen Lösung machte ungefähr 5 Proc. des Gesamtwaterwerthes des Calorimeters aus und hatte infolgedessen eine Ungenauigkeit in der Bestimmung des Werthes der specifischen Wärme der Lösung keinen wesentlichen Einfluss auf die Resultate.

In der Absicht, die Abhängigkeit zwischen Wärmetönung und Temperatur zu untersuchen, wurden Bestimmungen der specifischen Wärme der erhaltenen Lösungen in den Intervallen von 0° bis zur Zimmertemperatur und zwischen letzterer und 40° gemacht. Zu diesem Zwecke wurde die Lösung in einem Platingefäss in das Calorimeter getaucht. Vor dem

Eintauchen des Gefäßes wurde aus dem letzteren das Thermometer entfernt und nach Beendigung des Experimentes das Gefäß mitsamt der Lösung gewogen. Um den Wärmeaustausch zu beschleunigen, war im Gefäße ein Rührer aus Platin angebracht, mit dessen Hülfe die Lösung in rasche Bewegung versetzt wurde. Letzterer Umstand war im gegebenen Falle von grosser Bedeutung, denn ich hatte mit sehr zähen Lösungen zu thun, welche ihre Wärme nur langsam abgaben. Die Beobachtungen sind unter meiner Leitung von den Hrn. Boerling, Brandenburger und Suhanow gemacht.

Auflösungswärme.

Die weiter unten folgenden Tabellen geben unter dem Buchstaben q in kleinen Calorien die Wärmetönungen, welche

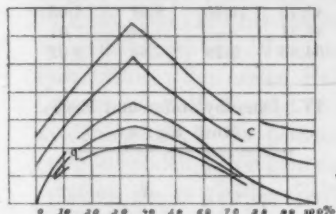


Fig. 2.

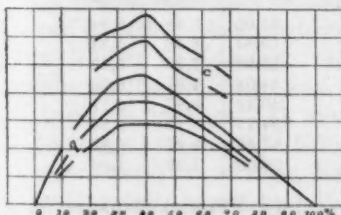


Fig. 3.

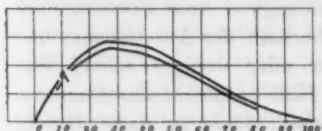


Fig. 4.

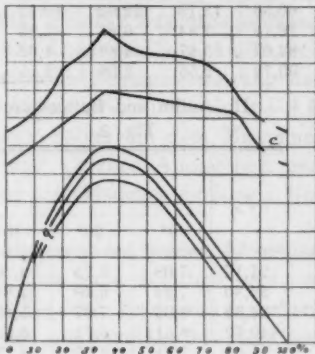


Fig. 1.

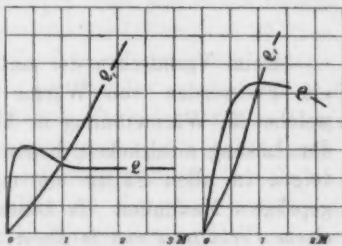


Fig. 5.

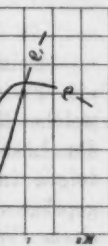


Fig. 6.

bei der Bildung eines Grammes der Lösung frei werden; P_a bezeichnet den Procentgehalt der Lösung an Amin. Dieselben

Resultate sind auf Fig. 1 bis 4 in Form von Curven wiedergegeben, wobei als Abscissen der Amingehalt der Lösung, als Ordinaten die Wärmetönungen eingetragen sind.

I. Anilin und Essigsäure

Fig. 1.

P_a	Wärmetönung der Bildung 1 proc. Lösung q		
	0°	20°	40°
16,68	—	10,85	10,09
20,42	13,50	12,76	11,62
28,33	16,19	15,15	13,68
33,89	17,28	16,00	14,23
40,20	—	15,97	—
44,67	17,01	15,74	14,13
60,54	13,13	12,02	10,62
76,15	7,84	6,86	5,82
82,67	5,67	4,86	4,32
90,76	2,58	2,36	2,15

III. Anilin und Propionsäure

Fig. 3.

P_a	q		
	0°	20°	40°
19,89	—	6,92	—
24,88	10,06	8,15	6,34
30,08	11,08	9,00	7,12
31,40	11,18	9,10	7,20
35,62	11,36	9,18	7,22
40,12	11,47	9,25	7,18
45,23	10,80	8,91	7,08
46,51	—	8,84	7,01
54,83	9,29	7,66	6,09

II. Anilin und Buttersäure

Fig. 2.

P_a	q		
	0°	20°	40°
21,17	7,08	5,75	4,50
26,30	7,94	6,40	4,84
34,85	9,03	7,07	5,13
40,72	8,51	6,75	5,05
51,06	7,21	6,00	4,77
66,65	4,22	3,64	3,08

IV. Dimethylanilin und Essigsäure

Fig. 4.

P_a	q	
	0°	20°
15,05	5,48	5,16
19,84	6,46	5,94
25,90	7,23	6,63
34,01	7,07	6,36
40,42	6,87	6,11
54,77	5,12	4,50
67,26	3,27	2,87
80,00	1,92	1,60

Beim Vermischen der untersuchten Flüssigkeitspaare ist ein Freiwerden von Wärme zu beobachten. Die Curven, welche die Wärmetönung in Abhängigkeit vom Procentgehalt der Lösung ausdrücken, liegen oberhalb der Abscissenaxe und zeigen in allen Fällen ein mehr oder weniger scharf ausgeprägtes Maximum. In keinem Falle entspricht das Maximum einem Verhältniss von je einem Molecül Säure zu einem Molecül Amin und ist immer nach der Seite der Lösungen mit grösserem Säuregehalt verschoben. Sollte man annehmen, dass diese Erscheinung durch Bildung saurer Salze der Amine in der Lösung

bedingt wird, so muss vor allem klar gemacht werden, in welchem Maasse die Lage der Maxima überhaupt einfachen Molecularformeln entspricht.

In einigen Fällen ist das Maximum sehr scharf ausgeprägt und übersteigt der mögliche Fehler in der Zusammensetzung der Lösung, welche dem Maximum entspricht, bei graphischer Bestimmung nicht Bruchtheile eines Procentes; in anderen Fällen ist die Lage des Maximums nur undeutlich ausgedrückt. Sichere Schlussfolgerungen können daher nur auf dem Wege des Vergleiches der Lage des Maximum für alle untersuchte Flüssigkeitspaare bei verschiedener Temperatur erhalten werden.

Betrachten wir die Curven für die Temperatur von 20° , so sehen wir in den Lösungen von Anilin und Essigsäure ein scharf ausgeprägtes Maximum der Vermischungswärme bei 34 Proc. Einer Lösung von ungefähr gleicher Zusammensetzung entspricht auch das Maximum der Lösungen von Anilin und Buttersäure. Im ersten Falle wird die Zusammensetzung der Lösung durch die Formel $A + 3K$, im zweiten durch $A + 2K$ wiedergegeben.¹⁾ In beiden Fällen haben die dem Maximum entsprechenden Lösungen einen fast gleichen Amingehalt und kommen sie zu gleicher Zeit zwei verschiedenen einfachen Molecularformeln nahe.

Sollte diese nahe Uebereinstimmung der beiden Lösungen mit einfachen Molecularformeln bloss eine zufällige sein, so hätten wir für Lösungen von Anilin und Propionsäure ebenfalls ein Maximum bei einem Gehalt von ungefähr 34—35 Proc. Anilin zu erwarten. Es erweist sich, dass die Curve dieser Lösungen zwei deutliche Krümmungen zeigt, von denen die eine einer Lösung von 29 Proc., die zweite einer Lösung von 39 Proc. Anilingehalt entspricht. Die Zusammensetzung der ersteren Lösung kommt der Formel $3K + A$, die der zweiten $2K + A$ nahe. Eine solche Eigenthümlichkeit der Curve legt offenbar Zeugnis für eine nicht zufällige Uebereinstimmung der „hervorragenden“ Punkte der Curven mit einfachen Molecularformeln ab.

Lösungen von Dimethylanilin und Essigsäure weisen ein Maximum entsprechend 25 Proc. Dimethylanilin auf und die Curve zeigt ausserdem in diesem Falle noch eine deutliche

1) Einfachheit halber werden weiter unten immer ein Molecul des Amin durch A und das der Säure durch K bezeichnet werden.

Krümmung bei einem Gehalt von ungefähr 40 Proc. Dimethylanilin. Die Zusammensetzung der ersteren Lösung entspricht der Formel $A + 6K$, die der zweiten — $A + 3K$. Wie im Falle von Anilin und Propionsäure entsprechen auch hier beide Krümmungen einfachen Moleculformeln.

In allen Fällen nehmen die Werthe der Wärmetönungen mit steigender Temperatur ab. Zu gleicher Zeit ändert sich auch die Form der Curven. Die bedeutendste Abnahme der Auflösungswärme mit steigender Temperatur zeigen Lösungen von Anilin und Buttersäure. Bei einem Temperaturanstieg von 0° bis 40° fällt in diesem Falle die Wärmetönung der Vermischung um etwa 45 Proc. Zugleich verliert die Curve das bei 0° sehr scharf ausgeprägte Maximum und verläuft bei 40° flach und ohne auffallende Eigenthümlichkeiten. Ein gleiches Verschwinden der Curvenkrümmungen mit steigender Temperatur beobachten wir auch in den übrigen Fällen, es entstehen aber dabei andere Krümmungen an Stelle der verschwindenden, oder werden letztere schärfer ausgeprägt. In den Curven für Lösungen von Anilin und Propionsäure verschwindet bei 40° vollständig das Maximum, das 39 Proc. Anilin ($2K + A$) entsprach und bei 0° scharf ausgeprägt war; an Stelle dessen tritt eine deutliche Krümmung bei 29 Proc. Anilin ($3K + A$) hervor. In Lösungen von Anilin und Essigsäure verschwindet bei 40° das Maximum bei $3K + A$ und zeigt sich eine Krümmung bei einem Gehalt von ungefähr 20 Proc. Anilin ($6K + A$). In der Curve für Lösungen von Dimethylanilin und Essigsäure wird die bei 0° scharf ausgeprägte Krümmung entsprechend $A + 3K$ bei 20° undeutlich und tritt zu gleicher Zeit das Maximum bei 25 Proc. Amin ($6K + A$) schärfer hervor.

Die oben angedeuteten Verschiebungen „hervorragender“ Punkte der Curven mit steigender Temperatur entsprechen Verschiebungen, welche von der Ungleichheit der Moleculargewichte und Volumina der die Lösung bildenden Flüssigkeiten abhängen. Die allergrösste Symmetrie zeigt die Curve von Buttersäure mit einem Maximum bei einer Zusammensetzung der Lösung gleich $A + 2K$; am allerwenigsten symmetrisch erscheint die Curve der Lösungen von Dimethylanilin und Essigsäure mit einem Maximum bei $6K + A$. Das Maxi-

mum der Wärmetönung nähert sich stets der Flüssigkeit mit geringerem Moleculargewicht und Volumen, und zwar um so mehr, je grösser der Unterschied. Mit steigender Temperatur werden, wie oben gezeigt, die Krümmungen der Curven flacher, welche Lösungen mit geringerem Säuregehalt entsprechen und erscheinen inmitten von Lösungen mit grösserem Säuregehalt. In einem jeden Falle ruft die Erhöhung der Temperatur eine Verschiebung der „hervorragenden“ Punkte der Curven nach der Seite der Flüssigkeiten mit geringerem Moleculargewicht und Volumen hervor. Die Temperaturerhöhung entspricht in diesen Fällen gleichsam einer Zunahme im Unterschiede der Gewichte und der Volumina der Moleküle. Ungeachtet der mannigfaltigen Formen der Curven zeigt sich also eine gewisse Einfachheit in ihren gegenseitigen Beziehungen. Die chemische Affinität, welche zwischen den Aminen und Säuren wirksam ist, führt in diesen von mir untersuchten Fällen zur Bildung von Lösungen in unbestimmten Gewichtsverhältnissen. Wenn in den oben beschriebenen Eigenthümlichkeiten der Curven die Wirkung der Affinität ihren Ausdruck findet, so verdienen etwaige Merkmale der Einfachheit ihrer gegenseitigen Beziehungen insofern Beachtung, dass sie zum Verständniss des Chemismus, namentlich in seiner schwächsten Form, beitragen könnten.

Was die Werthe der Wärmetönungen selbst anbetrifft, so sind sie, wie aus den angeführten Daten zu sehen, im allgemeinen unbedeutend. Die Temperatursteigerung beim Mischen dieser Flüssigkeiten hat den kleinsten Werth für Lösungen von Anilin und Buttersäure, in diesem Falle übersteigt nach den oben angegebenen Daten dieselbe kaum 10°. Einen solchen Werth beobachtet man auch beim Mischen von Flüssigkeiten, für die eine mögliche Bildung bestimmter Verbindungen nicht angenommen wird, z. B. beobachteten Bussy und Buignet beim Mischen von 50 Volumina Aether mit 50 Volumina Chloroform einen Temperaturanstieg von 14,4°. ¹⁾

Die specifische Wärme der Lösungen.

Auf folgenden Tabellen V, VI, VII, VIII sind die Werthe der specifischen Wärme der Lösungen angeführt und in Form von Curven auf Fig. 5 u. 6 wiedergegeben. Um sie bequemer

1) Bussy u. Buignet, Ann. de Chim. et de Phys. (4) 4. p. 5. 1865.

mit den Werthen der Wärmetönungen vergleichen zu können, sind sie über den Curven der Wärmetönung aufgetragen, wobei der Maassstab für die specifischen Wärmen um 100mal vergrössert ist und der Nullpunkt der Ordinatenaxe einer Wärmecapacität von 0,425 resp. 0,300 Lösungen von Anilin und Essigsäure entspricht.

V. Anilin und Essigsäure

Fig. 1.

P_a	Specifische Wärme c	
	0°—20°	20°—40°
0	0,458	0,487
16,68	—	0,525
20,43	0,496	0,547
28,33	0,511	0,556
33,89	0,523	0,577
44,67	0,522	0,569
60,54	0,515	0,558
76,15	0,510	0,542
82,67	0,501	0,517
90,76	0,472	0,500
100	0,461	0,490

VII. Anilin und Propionsäure

Fig. 3.

P_a	Specifische Wärme c	
	0°—20°	20°—40°
0	0,458	0,487
24,89	0,554	0,578
30,09	0,563	0,582
35,62	0,568	0,586
40,12	0,570	0,592
45,23	0,554	0,580
54,83	0,541	0,567
100	0,461	0,490

VI. Anilin und Buttersäure

Fig. 2.

P_a	Specifische Wärme c	
	0°—20°	20°—40°
0	0,458	0,487
21,17	0,525	0,550
26,30	0,536	0,566
34,87	0,557	0,585
40,71	0,537	0,573
51,06	0,520	0,550
66,65	0,489	0,517
100,00	0,461	0,490

VIII. Dimethylanilin und Essigsäure.

P_a	Spec. Wärme c	
	0°—20°	
0	0,458	
25,90	0,472	
40,42	0,470	
54,77	0,454	
67,26	0,435	
80,00	0,423	
100,00	0,394	

Die specifische Wärme der untersuchten Lösungen übersteigt das arithmetische Mittel der specifischen Wärme der Bestandtheile. Die Curven der specifischen Wärme weisen Maxima auf, deren Lage mit der Lage der maximalen Wärmetönungen übereinstimmt. Ausserdem beobachten wir auch hier mit steigender Temperatur ähnliche Aenderungen in der Gestalt der Curven, wie sie für die Curven der Wärmetönungen

beschrieben. So zeigt die Curve der Wärmecapacitäten zwischen 0° — 20° der Lösungen von Anilin und Essigsäure ausser dem Maximum $3K + A$ noch eine deutlich ausgeprägte Wölbung, welche einer Lösung mit einem Gehalt an Anilin von ungefähr 82 Proc. ($K + 3A$) entspricht. Diese Wölbung verschwindet zwischen 40° — 20° , die Curve wird in diesem Theile concav; zu gleicher Zeit tritt eine neue Wölbung bei einer Zusammensetzung der Lösung von ungefähr 20 Proc. Anilin ($6K + A$) hervor.

Im allgemeinen haben die Curven der specifischen Wärme und der Wärmetönungen Aehnlichkeit mit Wellen. Mit Veränderung der Temperatur ändert sich ihr Aussehen und es treten an verschiedenen Stellen gleichsam Kämme auf, die mit Temperaturänderung von neuem verschwinden. Doch ist das Auftreten dieser Wellenkämme kein zufälliges, sondern scheint einfachen Molecularverhältnissen zu entsprechen.

Verdünnung der Lösungen. Die oben angeführten Daten legen Zeugniß ab von einer ungleichen Einwirkung eines Ueberschusses von Amin, resp. Säure auf die Lösung. Noch deutlicher tritt diese Erscheinung in den Wärmetönungen bei Verdünnung dieser Lösungen hervor. Die Werthe der Verdünnungswärmen können aus den obigen Zahlen erhalten werden, indem man die Wärmetönung für die Mischungen berechnet, welche eine constante Menge Amin, resp. Säure enthalten. In den nachstehenden Tabellen sind die Wärmetönungen angegeben, welche beim Mischen eines Moleculargewichtes Amin, resp. Säure mit verschiedenen Mengen des anderen Bestandtheiles erhalten werden. M_a und M_s bedeutet die Anzahl der Moleküle Amin, resp. Säure, Q die Wärmetönung bei 20° in grossen Calorien.

IX. Anilin und Essigsäure.

M_a	Q	M_s	Q_1
0,129	0,781	0,158	0,242
0,166	0,962	0,325	0,547
0,255	1,269	0,485	0,838
0,331	1,452	1,011	1,846
0,521	1,706	1,920	3,276
0,989	1,828	3,024	4,390
2,059	1,725	3,921	4,973
3,077	1,682	6,039	5,810
6,335	1,532	7,742	6,049

X. Anilin und Propionsäure.

M_a	Q	M_s	Q_1
0,197	0,639	1,034	1,299
0,263	0,803	1,445	1,768
0,342	0,952	1,522	1,832
0,440	1,055	1,875	2,144
0,533	1,143	2,271	2,397
0,692	1,222	2,745	2,695
0,966	1,255	2,921	2,782
—	—	3,794	3,046
—	—	5,062	3,235

XI. Dimethylanilin und Essigsäure Fig. 5.

M_a	Q	M_s	Q_1
0,088	0,364	0,504	0,242
0,122	0,445	0,980	0,515
0,173	0,537	1,666	0,994
0,255	0,578	2,978	1,829
0,336	0,615	3,913	2,262
0,601	0,597	5,771	3,096
1,019	0,515	8,149	3,621
1,984	0,480	11,884	4,148

XII. Anilin und Buttersäure Fig. 6.

M_a	Q	M_s	Q_1
0,253	0,642	0,528	0,519
0,338	0,764	1,018	1,114
0,506	0,955	1,539	1,542
0,649	1,001	1,975	1,887
0,987	1,079	2,962	2,263
1,890	0,960	3,936	2,526

Auf der Abscissenaxe ist die Anzahl der Molecüle, als Ordinaten sind die Wärmetönungen eingetragen.

Das Aussehen der Curven ist sehr verschieden, je nachdem wir Säure durch Amin verdünnen oder umgekehrt. Bei fortwährendem Hinzufügen von Säure zu Amin steigt die ausgeschiedene Wärmemenge continuirlich: *die Verdünnungswärme der Lösung durch Säure ist stets positiv.*

Bei fortwährendem Hinzufügen von Amin zur Säure wächst der Werth der freiwerdenden Wärmemenge nur bis zu einer gewissen Grenze, jenseits welcher eine Abnahme derselben beginnt. *Beim Verdünnen einer Lösung durch Amine wird bis zu einer bestimmten Grenze Wärme frei, jenseits welcher eine Wärmeabsorption eintritt.* Diese Grenze ist bei Lösungen von Anilin in allen drei untersuchten Säuren gleich und liegt bei einem Verhältniss von ungefähr einem Molecül Anilin zu einem Molecül Säure. In Lösungen von Dimethylanilin und Essigsäure tritt eine Wärmeabsorption beim Verdünnen der Lösung durch Dimethylanilin schon dann ein, wenn das Verhältniss der Anzahl der Molecüle von Säure zu Dimethylanilin kleiner als 3:1 wird. Lösungen von Dimethylanilin und Essigsäure zeigen noch folgendes bemerkenswerthe Verhalten. Die Wärmeabsorption beim Verdünnen durch Dimethylanilin findet nur bis zu einem Verhältniss von ungefähr je einem Molecül Säure und Amin statt, bei weiterer Verdünnung der Lösung durch Amin wird die Wärmetönung fast gleich Null.

Die Lösungswärme und das electriche Leitungsvermögen der Lösungen. Die Resultate, die ich bei der Untersuchung des electriche Leitungsvermögens der beschriebenen Lösungen erhalten, führten mich zu der Annahme, dass die Fähigkeit dieser Lösungen electrolytisch zu leiten von einer chemischen

Einwirkung zwischen den Aminen und einem Ueberschusse von Säure abhängt. Die Annahme solcher Einwirkung wurde auch durch die Wärmeerscheinungen veranlasst. Wenn also beide Erscheinungen von ein und derselben Ursache abhängen, so muss zwischen ihnen eine Beziehung bestehen. Es ist nicht anzunehmen, dass diese Beziehung eine einfache sein könnte, ich will mich deshalb nur darauf beschränken, auf einige allgemeine Merkmale hinzuweisen.

Wenn wir von Lösungen von Anilin in Essigsäure zu Lösungen von Anilin in Buttersäure übergehen, so bemerken wir eine Abnahme der Wärmetönung und zugleich damit eine Abnahme des electricischen Leitungsvermögens, jedoch nimmt letzteres rascher ab. Die vorwiegende Bedeutung der Flüssigkeit mit geringerem Moleculargewicht ist sowohl in den Wärmeerscheinungen, als auch in den Erscheinungen des electricischen Leitungsvermögens zu erkennen. In beiden Fällen sind die Curven nicht symmetrisch und nimmt der Grad der Asymmetrie beim Uebergange von Lösungen von Anilin in Essigsäure zu Lösungen in Buttersäure ab, jedoch ist auch in diesem Falle diese Abnahme eine raschere für die Curven des Leitungsvermögens. Das relativ grössere Moleculargewicht und Volumen des Lösungsmittels hat einen grösseren Einfluss auf das Leitungsvermögen, als auf die Wärmeerscheinungen. Man muss jedoch in Betracht ziehen, dass ein grosses Molecularvolumen der Bewegung der Massentheile ein Hinderniss bietet und folglich den Widerstand der Lösung nothwendigerweise erhöht.

Am allerwenigsten symmetrisch erscheinen in beiden Fällen die Curven der Lösungen von Dimethylanilin in Essigsäure. Diese beiden Flüssigkeiten sind einer näheren Besprechung werth. Hier tritt der Unterschied zwischen den Lösungen, welche einen Ueberschuss an Säure, und solchen, welche einen Ueberschuss an Amin enthalten, am schärfsten hervor. Das electricische Leitungsvermögen ist hier nur solchen Lösungen eigen, die mehr als ein Molecül Säure auf ein Molecül Amin enthalten. Bei einem grösseren Amingehalt der Lösung dagegen sinkt das Leitungsvermögen rasch bis zu verschwindend kleinen Grössen.

Die Wärmetönungen weisen auf die Fähigkeit des Dimethylanilins, mit Essigsäure complicirtere Verbindungen zu bilden, hin. Selbst bei einem sehr grossen Ueberschuss von Säure ist die chemische Energie der Bildung solcher Verbindungen noch nicht erschöpft, und ein weiteres Hinzufügen von

Essigsäure ruft ein Freiwerden von Wärme hervor. Das Entgegengesetzte tritt, wie oben angegeben, beim Hinzufügen von Dimethylanilin zu diesen Lösungen ein. Die Wärmeabsorption beim Verdünnen der Lösungen durch Dimethylanilin kann eben durch den Zerfall solcher zusammengesetzter Verbindungen erklärt werden. Nach erfolgtem Zerfall dieser Verbindungen wird die Wärmetönung des Verdünnens gleich Null. Bei der Bildung der Lösungen von solcher Zusammensetzung wird Wärme frei, doch hängt die Wärmemenge nicht von der relativen Masse des Amins ab. Bei verschiedenen Mengen Amin bildet sich in dem gegebenen Falle in der Lösung gleichsam ein und dieselbe Verbindungsform, wobei der gesammte Ueberschuss des Amins gleichsam als sogenanntes „indifferentes“ Lösungsmittel erscheint. Jedenfalls lässt sich die Fähigkeit von Essigsäure mit Dimethylanilin höhere Verbindungsformen zu bilden, nicht in den Wärmeerscheinungen erkennen. Lösungen von Dinethylanilin und Essigsäure geben uns also die Möglichkeit an ein und demselben Flüssigkeitspaar die Beziehungen zwischen electrischem Leitungsvermögen und den Erscheinungen des Chemismus zu verfolgen, denn *das electrische Leitungsvermögen ist hier nur solchen Lösungen eigen, welche in solchen Gewichtsverhältnissen gebildet sind, wo die chemische Energie der die Lösung bildenden Körper nicht erschöpft ist; electrisches Leitungsvermögen lässt sich dagegen nicht beobachten, wenn deutliche Anzeichen chemischer Verbindung zwischen dem gelösten Stoffe und dem Ueberschusse des Lösungsmittels fehlen.*

Berichtigungen.

Bd. 48 (Silberstein) p. 270 ist an Stelle von \bar{m} der „scheinbaren Massen-
zunahme“, $\frac{2}{5} R^2 \omega^2 \cdot \bar{m}$ zu setzen.

Bd. 49 (R. Zsigmondy) p. 532 1. Abs. 1. Z. v. o. st. Beobachtung l. Beachtung.
 „ 533 2. „ 2. „ „ „ „ der gelösten Eisen l. des g. E.
 „ 533 3. „ 3. „ „ „ „ des l. das.
 „ 536 2. „ 6. „ „ „ „ Thonerde l. Borsäure.
 „ 537 4. „ 2. „ „ „ „ vollkommene l. vollkommen.

Bd. 49. (W. Voigt) p. 396 Z. 3 v. u. lies $E 10^{1/2} \gamma^{1/2} / \epsilon^{1/2}$ statt $E / (\epsilon / \gamma)^2$.
 „ 397 „ 4 „ „ „ 3,5 statt 2,8.
 „ 399 „ 18 „ „ „ 36,3 u. 8,20 statt 39,3 u. 8,40.
 „ 399 „ 10 „ „ „ $10^{1/2} (\gamma / \epsilon)^{1/2}$ statt $(\gamma / \epsilon)^{1/2}$.

Der Factor $10^{1/2}$ hat keine besondere Bedeutung und ist nur durch einen Zufall in den numerischen Werthen, deren relative Grösse allein in Betracht kommt, stehen geblieben.

Fig. 1.

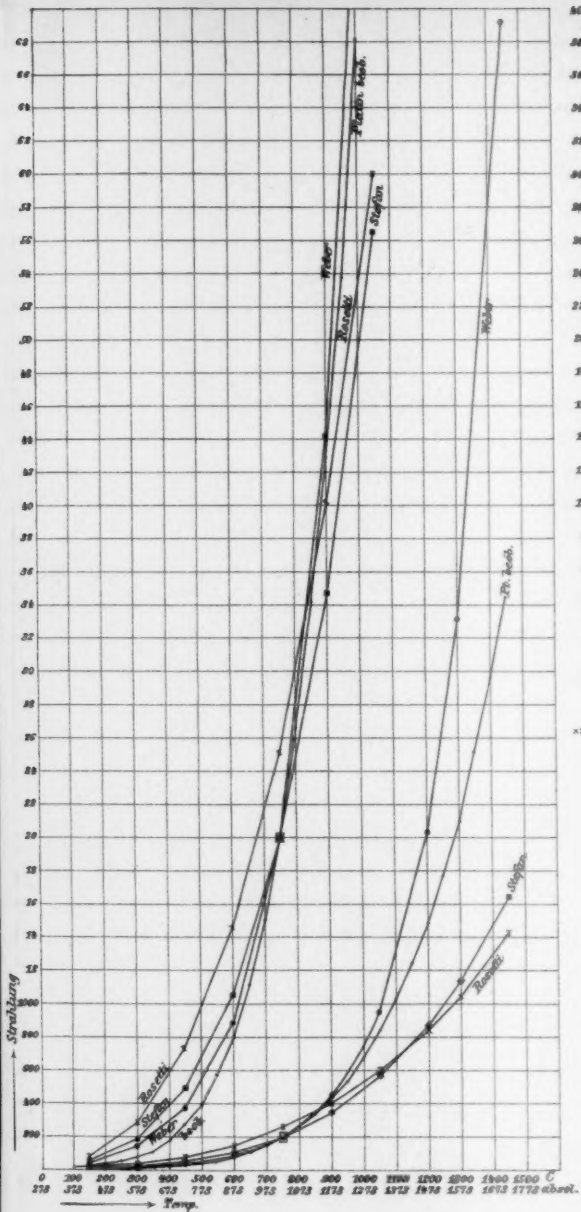


Fig. 2.

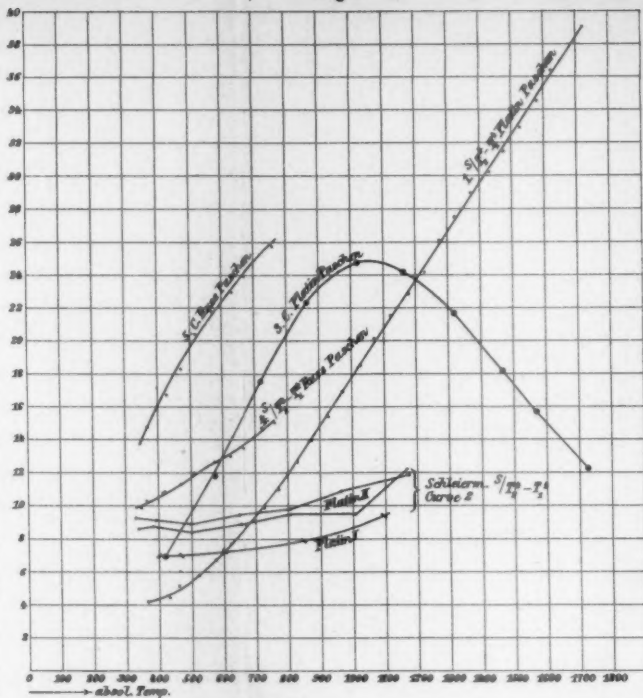


Fig. 15.

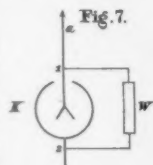
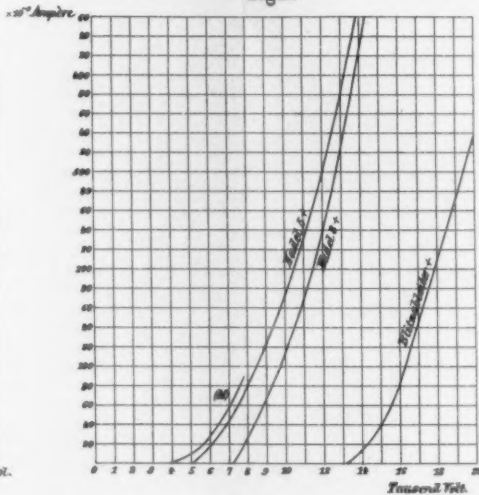


Fig. 13.



Fig. 9.



Fig. 3.
Vertikalkomponente.

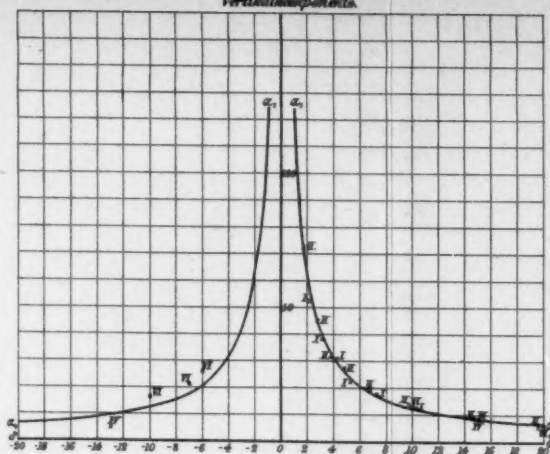


Fig. 5.

Horizontalkomponente.

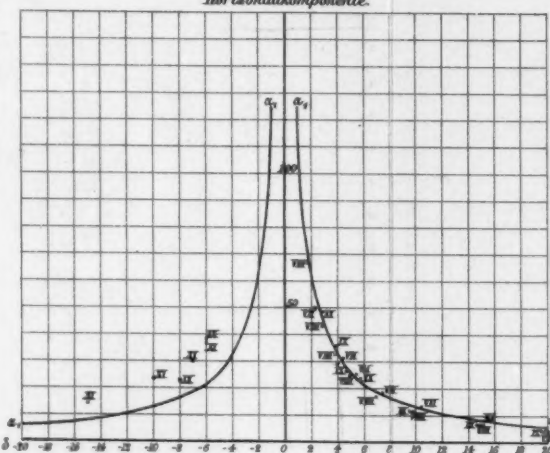


Fig. 4.
Vertikalkomponente.

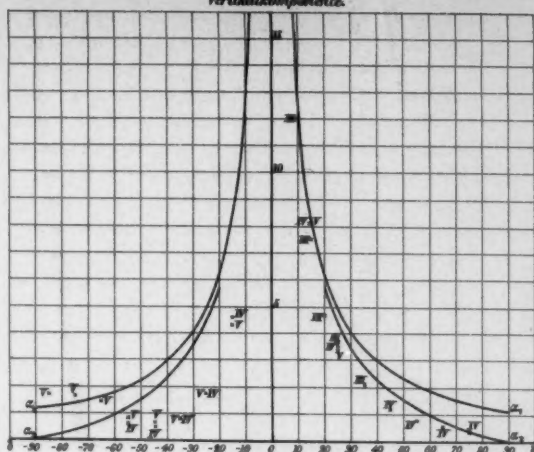


Fig. 6.

Horizontalkomponente.

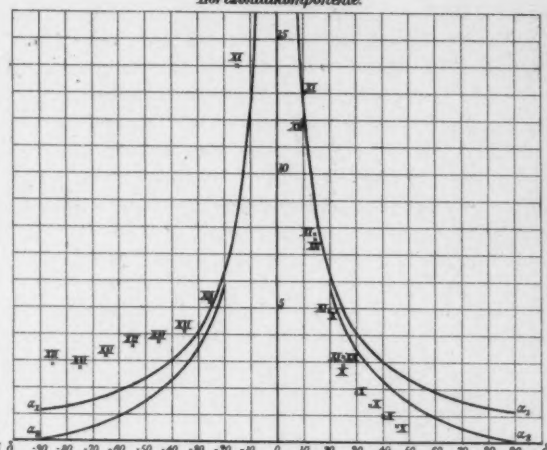


Fig. 14.

Seitenlinie

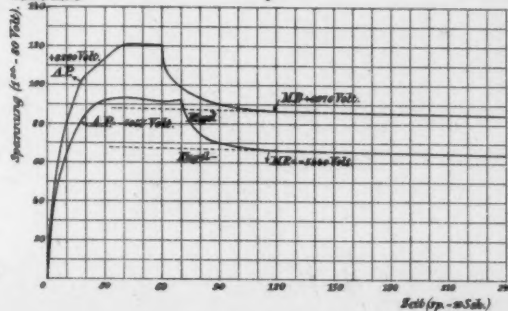


Fig. 8.

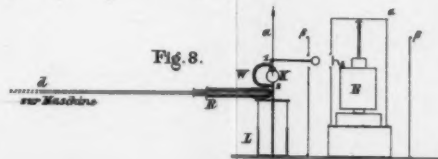


Fig. 9. Fig. 10. Fig. 11.



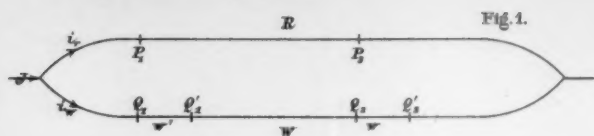


Fig. 1.

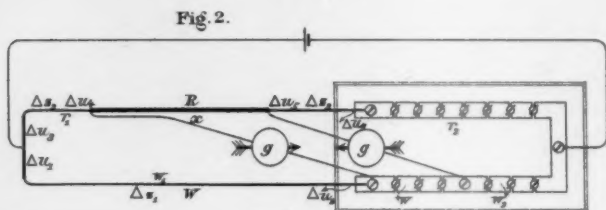


Fig. 2.

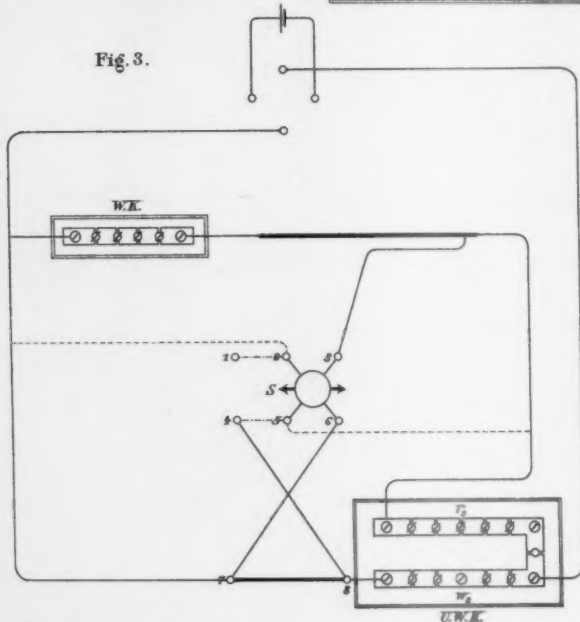


Fig. 3.

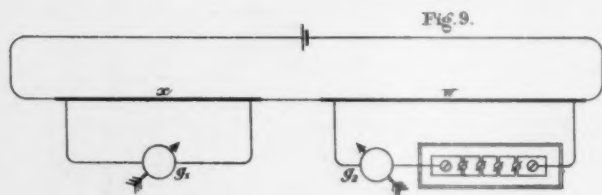


Fig. 9.

Fig. 4.

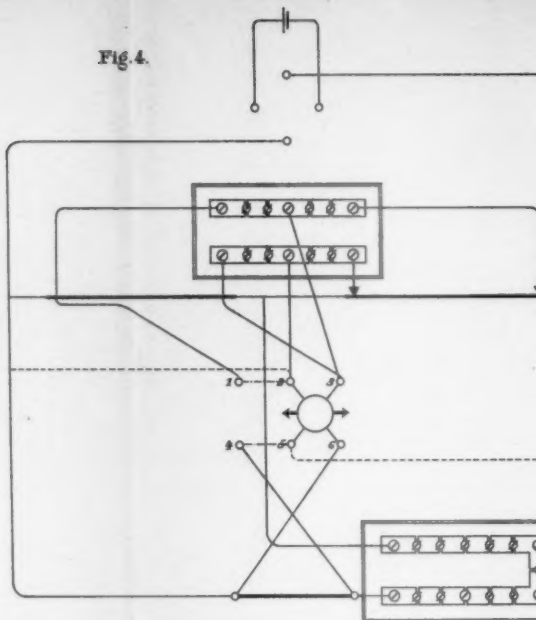


Fig. 5.

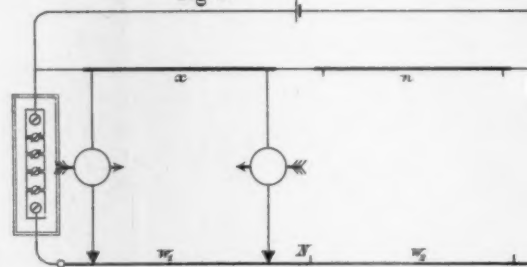
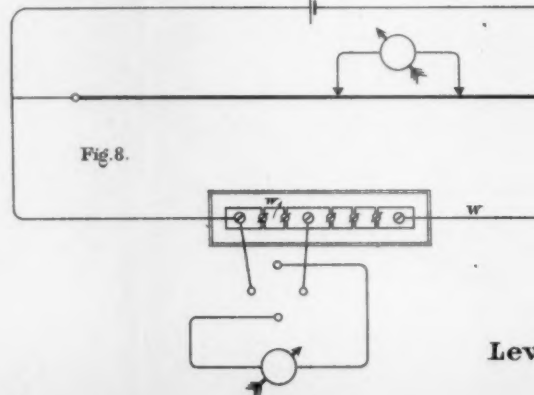


Fig. 8.



Lev

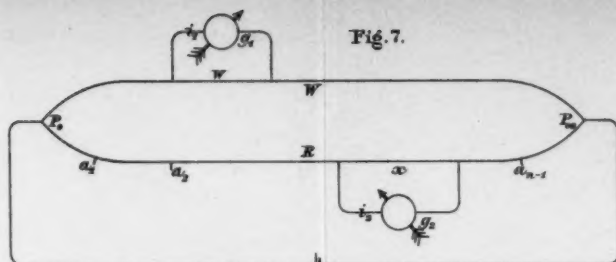
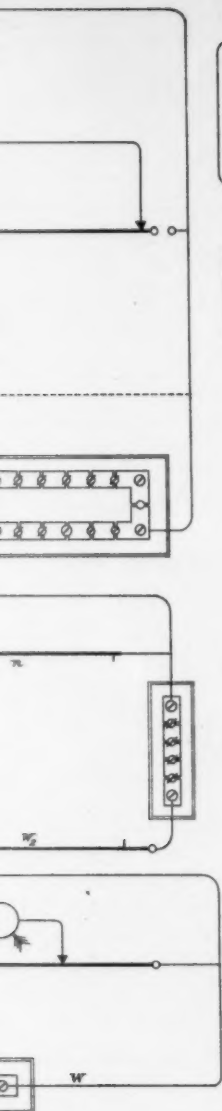


Fig. 7.

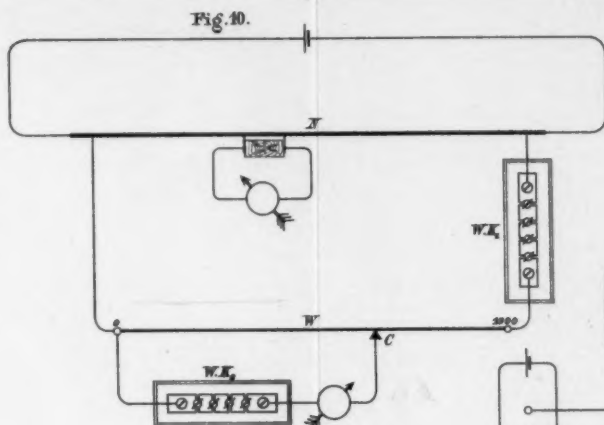


Fig. 10.

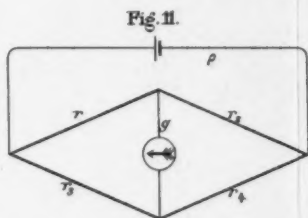


Fig. 11.

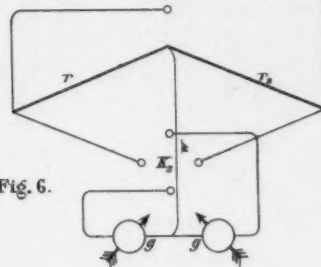


Fig. 6.

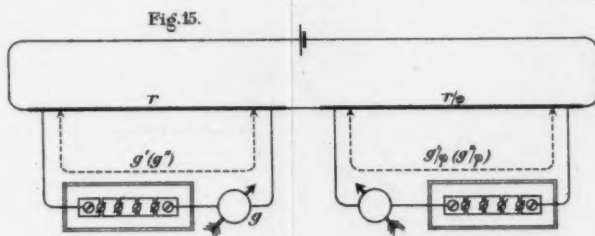


Fig. 15.

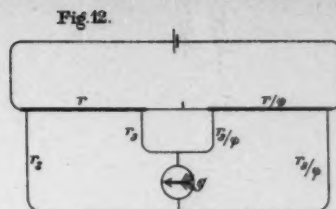


Fig. 12.

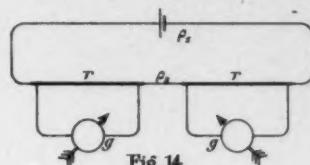


Fig. 14.

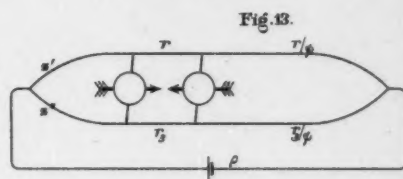


Fig. 13.

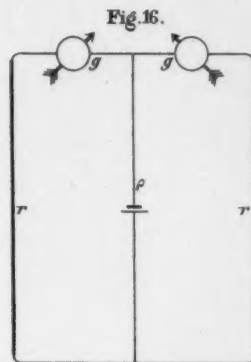


Fig. 16.

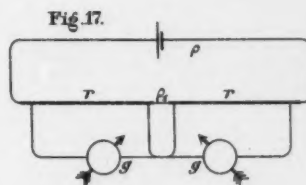
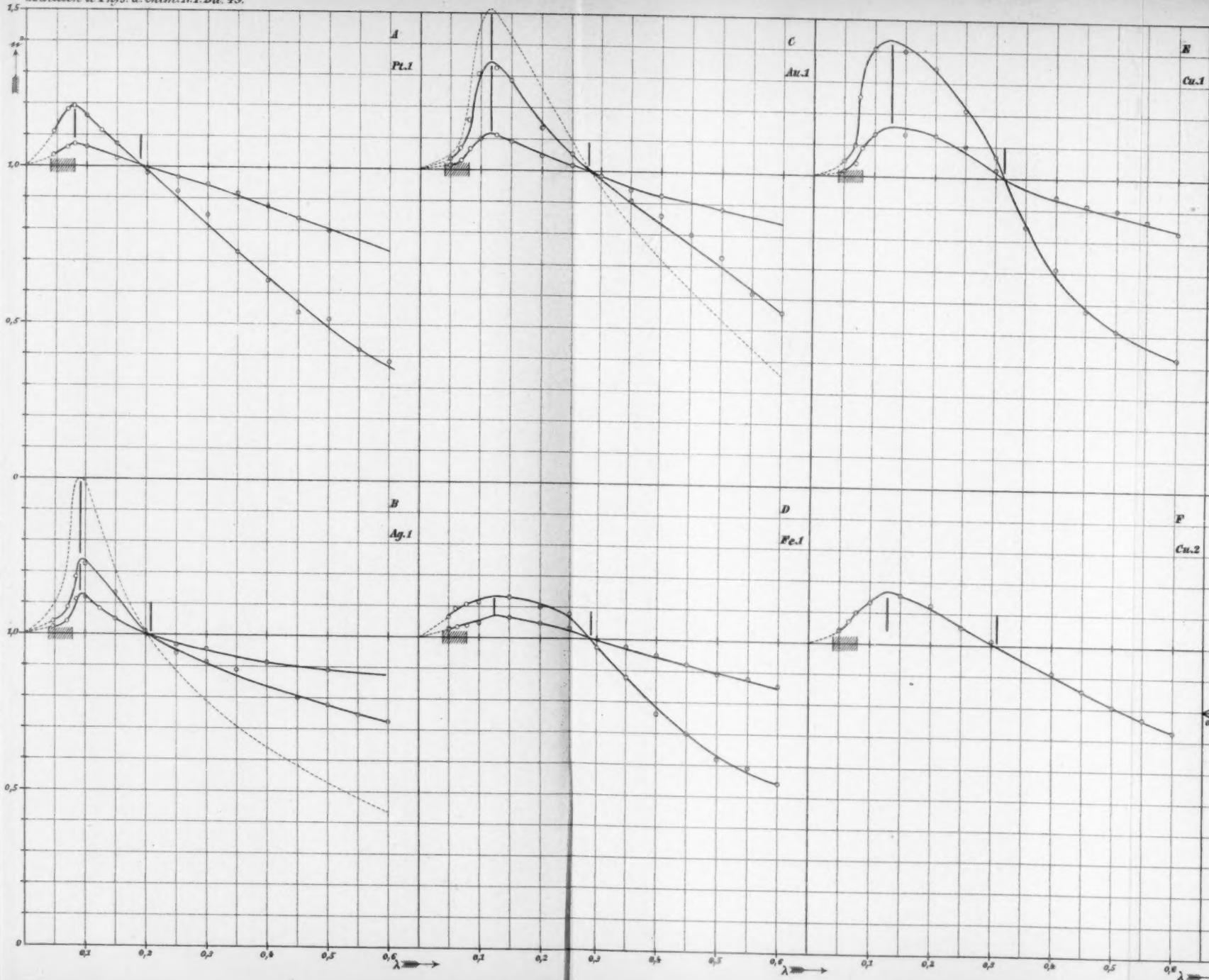


Fig. 17.

Taf. II.



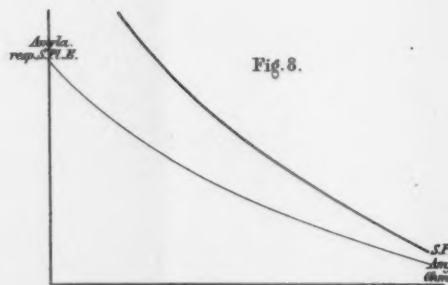
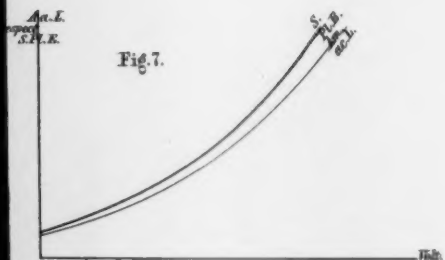
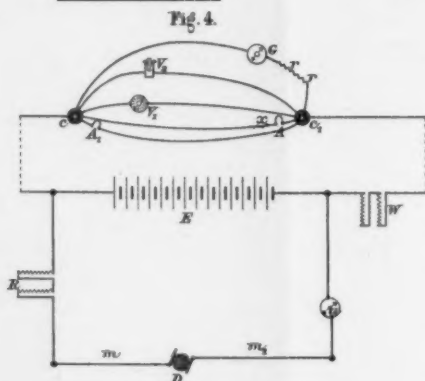
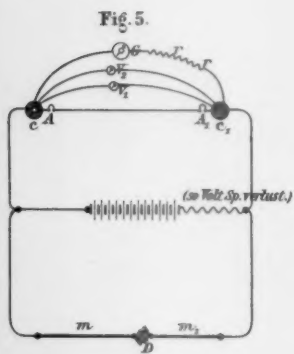
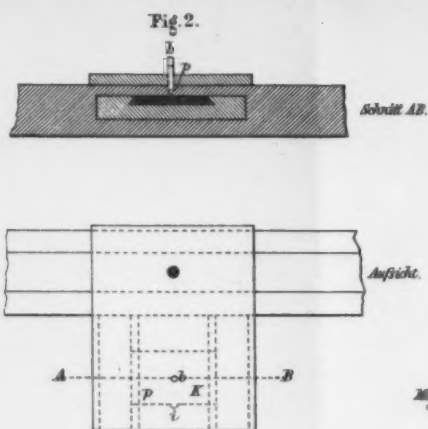
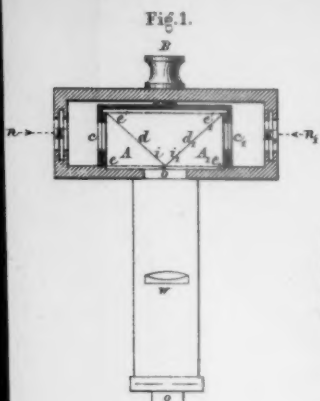


Fig. 9.

Mittelwert.

Fig. 11.

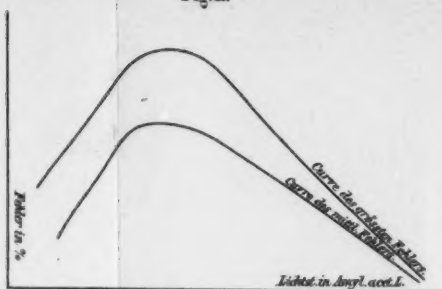


Fig. 6.



Fig. 12.

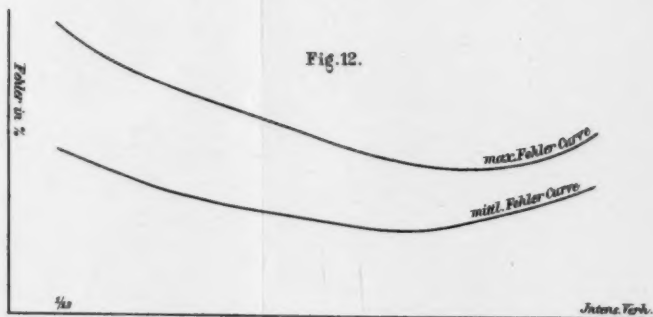


Fig. 10.

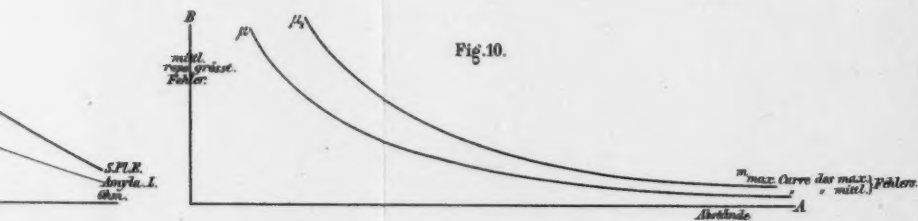


Fig. 1.

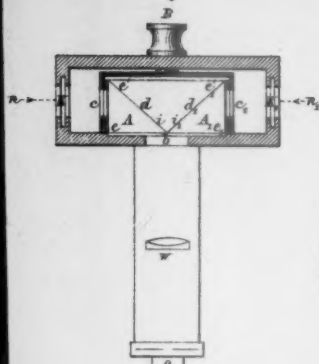


Fig. 2.

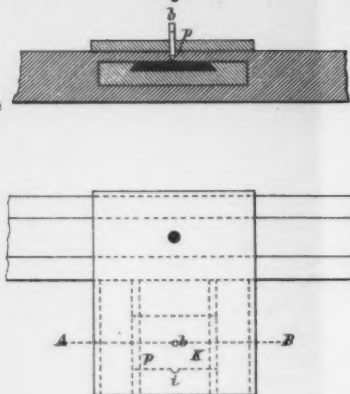


Fig. 3.

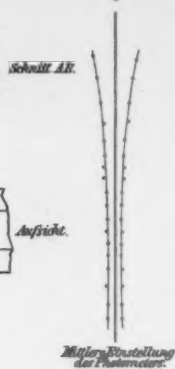


Fig. 9.

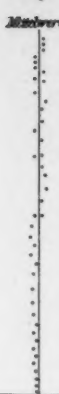


Fig. 5.

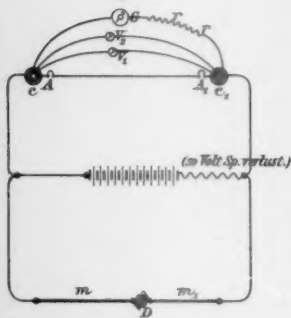


Fig. 4.

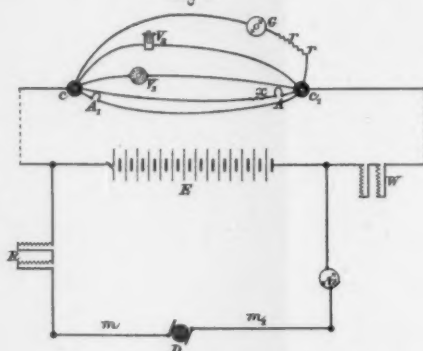


Fig. 7.

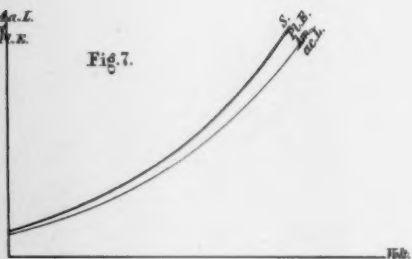
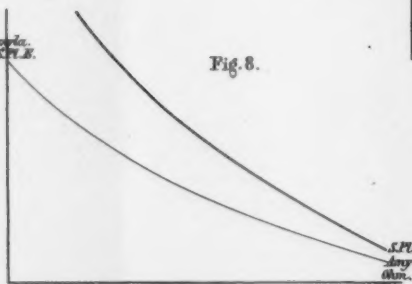


Fig. 8.



3.

Fig. 9.



Fig. 11.

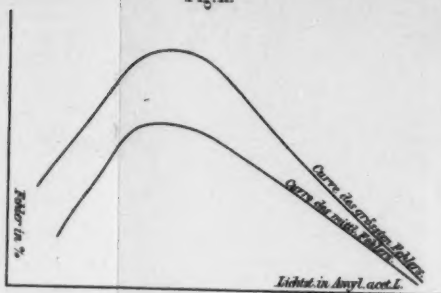


Fig. 6.



Fig. 12.

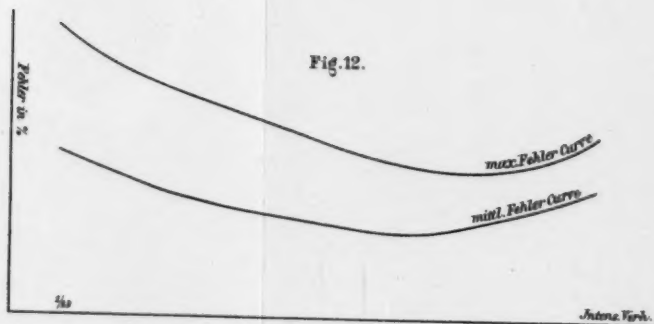
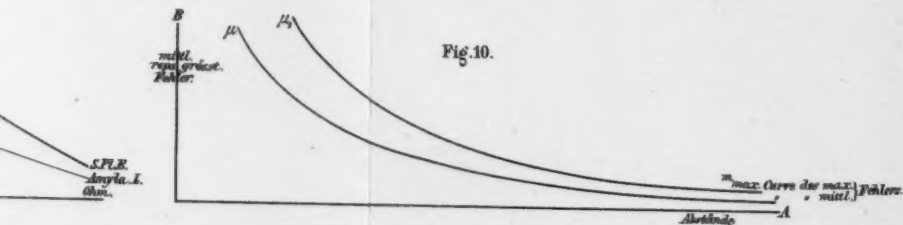
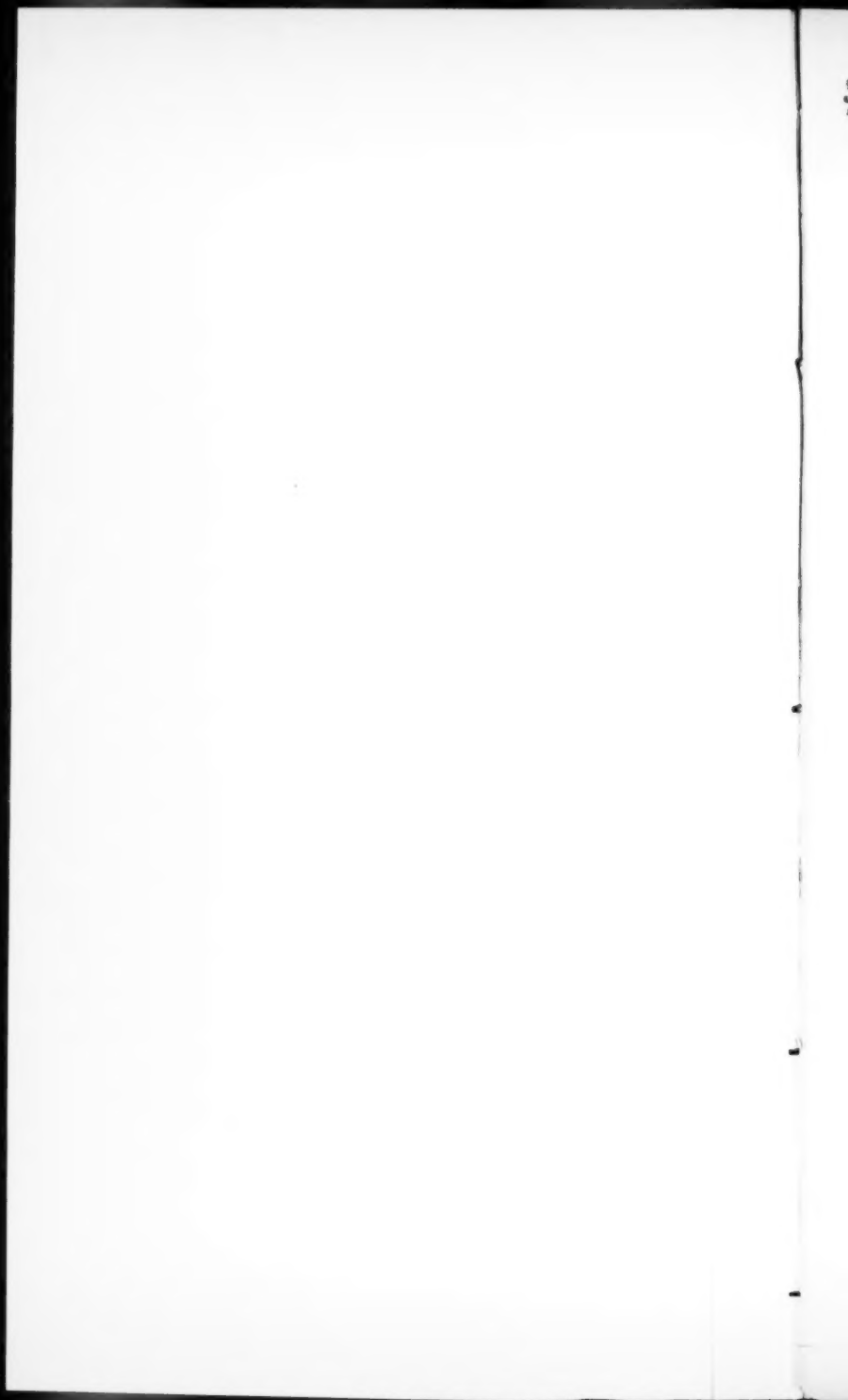


Fig. 10.







Soeben erschien:

Vollständiges Namenregister
der
Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie

(herausgegeben von G. und E. Wiedemann)

Band I bis XV (1877—1891)

bearbeitet von

Fr. Strobel.

VI, 200 Seiten gr. 8°. Preis M. 7,—.

Durch dieses Register wird die Uebersicht über die gesamte physikalische in- und ausländische Litteratur der letzten 15 Jahre (ausserhalb der Annalen) wesentlich erleichtert. Es vereinigt über 20000 Referate und eine noch grössere Zahl Litteratur-Nachweise unter den Namen der Autoren und weist also, zusammen mit dem bereits erschienenen Namenregister zu den gleichen Jahrgängen der Annalen, die ganze physikalische Litteratur dieser Jahre nach.

Die Herstellung des Beiblätter-Registers erfolgte durch **neue Aufnahme aller einzelnen Artikel**; hierdurch war es möglich, die in den Jahresregistern infolge ungleichmässiger Signaturen, Schreib- und Druckfehlern entstandenen Ungleichheiten und Unrichtigkeiten zu beseitigen, während zugleich alle Sorgfalt aufgewendet wurde, das Einschleichen neuer Fehler möglichst zu vermeiden.

Bei dieser Gelegenheit sei wiederholt auf die Bedeutung der

Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie

hingewiesen.

Die „Beiblätter“ enthalten bekanntlich (jährlich 1300—1600) von Fachgelehrten bearbeitete und von den Verfassern genehmigte, also **autorisierte** Berichte über die gesamten im laufenden Jahr erschienenen Abhandlungen des In- und Auslandes aus dem Gebiete der Physik, ferner monatliche Inhaltsangaben aller physikalischen Zeitschriften, Akademie-Publikationen und sonstiger schwer zugänglichen Arbeiten. Auch das aus den verwandten Wissenschaften den Physiker Interessierende ist durch kurze

Referate erwähnt, während die Titel der in den „Annalen“ veröffentlichten Arbeiten zur Herstellung einer vollständigen physikalischen Bibliographie in das Inhaltsverzeichnis aufgenommen sind.

Die Annalen und Beiblätter zusammen genügen somit vollkommen, um die physikalische Forschung aller Kulturvölker im einzelnen zu verfolgen; nur für specielle Fälle, wo Quellenstudien erforderlich sind, werden die Originalarbeiten = die dann ebensowenig durch eine Übersetzung wie durch ein Referat vertreten werden können = unentbehrlich bleiben und müssen in den Bibliotheken aufgesucht werden. — Die vorherige Konsultierung der Beiblätter wird aber auch in diesen Fällen viel Mühe und Zeit ersparen.

Die Beiblätter sind also nicht nur für Physiker, sondern für jede Bibliothek ein ausserordentlich wichtiges bibliographisches Hilfsmittel, für denjenigen aber, dem die wissenschaftlichen Zeitschriften nicht immer zur Hand sind, geradezu unentbehrlich.

Abonnements auf den Jahrgang von 12 Heften zu 20 M. nimmt jede Buchhandlung, die Post und die Verlagsbuchhandlung entgegen.

Probehefte stehen auf Wunsch zur Verfügung.

Die Bände 1–16 sind noch zu haben. Ladenpreis 252 M.

Hochachtungsvoll

Leipzig, im Februar 1893

Johann Ambrosius Barth
(Arthur Meiner)

Bei der Buchhandlung

bestelle in feste Rechnung:

1 Namenregister der Beiblätter zu den Annalen der Physik. Band I–XV M. 7,—

1 Beiblätter zu den Annalen der Physik, Jahrgang
à M. 20,—

zur Ansicht:

1 Beiblätter zu den Annalen der Physik, 1893, Heft 1.

(Sämtlich Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig)

Ort u. Name:

Das Nichtgewünschte bitte zu durchstreichen.

Leipzig, Druck von Otto Durr.

PROSPECTUS.

JAHRBUCH DER CHEMIE.

BERICHT
ÜBER DIE
WICHTIGSTEN FORTSCHRITTE DER REINEN
UND
ANGEWANDTEN CHEMIE

UNTER MITWIRKUNG
VON

H. BECKURTS-BRAUNSCHWEIG, R. BENEDIKT-WIEN,
C. A. BISCHOFF-RIGA, E. F. DÜRRE-AACHEN, J. M. EDER-WIEN,
C. HÄUSSERMANN-STUTTGART, G. KRÜSS-MÜNCHEN, M. MÄRCKER-
HALLE, W. NERNST-GÖTTINGEN, F. RÖHMANN-BRESLAU.

HERAUSGEGEBEN
VON

RICHARD MEYER
BRAUNSCHWEIG.

II. JAHRGANG. 1892.

gr. 8. In Leinen geb. Preis 12 *M.* In Halbfranz geb. 13 *M.* 50 *g*

Verlag von Friedrich Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Indem die Unterzeichneten sich anschicken, das „Jahrbuch der Chemie“ zum zweiten Male dem chemischen Leserkreise zu übergeben, glauben sie die bei seiner Herausgabe maafsgebenden Gesichtspunkte dadurch am besten klarstellen zu können, dafs sie nachstehend aus dem Vorworte des ersten Jahrganges die Hauptpunkte zum Abdruck bringen:

„Wie auf allen Wissensgebieten, so schreitet auch in der
 „Chemie die Specialisirung unaufhaltsam und unablässig fort.
 „In diesem Processe liegt ohne Zweifel einerseits die Stärke
 „unserer Zeit — andererseits aber hat die Erscheinung auch eine
 „Kehrseite, welche von allen ernsteren Naturen schmerzlich
 „empfunden wird: der einzelne, auch der tüchtige Fachmann,
 „ist genötigt, sich in die Aufgaben seines eigensten Specialgebietes
 „mehr und mehr zu versenken und er muß es geschehen lassen,
 „wenn ihm darüber der weitere Blick für das große Ganze ver-
 „loren geht. Die Ueberfülle des täglich herandrängenden Stoffes
 „bringt es mit sich, daß schon die größte Anstrengung erforder-
 „lich ist, um neben der eigenen Tagesarbeit das zu verfolgen,
 „was der Fleiß der auf dem gleichen Gebiete thätigen Fach-
 „genossen zu Tage fördert. Wie soll es möglich sein, nur einiger-
 „maßen theilzunehmen an den Errungenschaften auf den anderen
 „Arbeitsfeldern der Chemie?

„Solchen Erwägungen entsprang der Plan zu dem Jahrbuch
 „der Chemie, dessen erster Jahrgang hiermit dem chemischen
 „Publicum übergeben wird. Derselbe soll den Gesamtfortschritt
 „der chemischen Wissenschaft und Technik, wie er sich im Laufe
 „eines Jahres vollzogen hat, sowie überhaupt bedeutende Er-
 „scheinungen im chemischen Leben, welche sich über das Tages-
 „interesse erheben, in regelmäsig wiederkehrenden, zusammen-
 „hängenden Berichten zur Darstellung bringen.

„Wenn ein solches Jahrbuch seinen Zweck erfüllen soll, so
 „darf es nicht zu umfangreich sein, und nicht allzusehr ins Ein-
 „zelne gehen. Es soll kein Repertorium sein, in welchem die
 „Ergebnisse der Forschung kurz aufgezählt, und mehr oder weniger
 „zusammenhanglos an einandergereiht sind, seine Aufgabe ist es
 „vielmehr, den Fortschritt des Jahres in einem Gesamtbilde
 „zusammenzufassen. Vollständigkeit mußte daher von vorn herein
 „ausgeschlossen werden; den bestehenden Jahresberichten soll das
 „Jahrbuch in keiner Weise Concurrenz machen: nicht zum Nach-
 „schlagen ist es bestimmt, sondern zur Lectüre.

„Die Aufgabe, deren Umriss soeben kurz skizzirt wurden,
 „übersteigt weit die Kräfte eines Einzelnen. Es war daher nöthig,
 „sich mit einer Anzahl von Gelehrten zu verbinden, deren jeder
 „auf einem bestimmten Gebiete der chemischen Wissenschaft er-
 „folgreich thätig ist und dasselbe in solchem Grade beherrscht,
 „daß er vollauf im Stande ist, die Fortschritte auf demselben in

„geeigneter Form und Auswahl auch dem fernstehenden Fachgenossen zur Anschauung zu bringen.

„Bis dat qui cito dat! Es wurde deshalb keine Anstrengung gescheut, um das Jahrbuch dem Leserkreise so schnell als irgend möglich zugänglich zu machen; und es ist in der That gelungen, diesen ersten Jahrgang bereits wenige Monate nach dem Schlusse des Berichtsjahres in den Buchhandel zu bringen. Dieses Ziel wird auch für die folgenden Jahrgänge mit aller Energie im Auge behalten werden, ebenso wie die bestimmte Absicht besteht, das Jahrbuch in seinem Umfange nicht anwachsen zu lassen. Mögen es denn die Fachgenossen freundlich aufnehmen, und möchte es dem Jahrbuch der Chemie vergönnt sein, dem Fortschritte unserer Wissenschaft, wenn auch in indirecter und bescheidener Weise, zu dienen.“

Das in diesen Zeilen enthaltene Programm ist auch dasjenige des zweiten Jahrganges. Seine Durchführung wurde durch den Umstand sehr erleichtert, daß die bewährten Mitarbeiter dem Werke treu geblieben sind. Besonderer Werth wurde auch diesmal auf das frühzeitige Erscheinen und die Einhaltung des mäßigen Umfanges gelegt. Letzterer konnte gewahrt werden, trotzdem der Inhalt gegen den ersten Jahrgang mehrfach erweitert wurde: die Technologie des Wassers und der Brennstoffe, diejenige des Glases, der keramischen Industrien und der Cemente, sowie die chemische Technologie der Spinnfasern, welche im ersten Jahrgange noch nicht behandelt werden konnten, haben diesmal eine entsprechende Berücksichtigung gefunden.

Indem wir schliesslich auf die nachstehende Zusammenstellung der, für die einzelnen Abschnitte gewonnenen Bearbeiter verweisen, geben wir uns der Hoffnung hin, das Jahrbuch möge auch bei seinem zweiten Erscheinen eine freundliche Aufnahme finden.

Braunschweig, im Mai 1893.

Die Verleger:

Der Herausgeber:

Friedr. Vieweg & Sohn.

Prof. Dr. Richard Meyer.

Verzeichnis der Mitarbeiter.

Professor Dr. H. Beckurts-Braunschweig: Pharmaceutische Chemie;
Chemie der Nahrungs- und Genußmittel.

Professor Dr. R. Benedikt-Wien: Technologie der Fette.

Professor Dr. C. A. Bischoff-Riga: Organische Chemie.

Professor Dr. E. F. Dürre-Aachen: Metallurgie.

Professor Dr. J. M. Eder und E. Valenta-Wien: Photographie.

Professor Dr. C. Häussermann-Stuttgart: Anorganisch-chem. Technik;
Explosivstoffe.

Professor Dr. G. Krüss-München: Anorganische Chemie.

Professor Dr. M. Märcker, Geh. Reg.-Rath, L. Bühring und H. Kirchhoff-Halle a. d. S.: Agriculturchemie; Technologie der Kohlehydrate und Gährungsgewerbe.

Professor Dr. Richard Meyer-Braunschweig: Theer- und Farbenchemie;
Chemische Technologie der Spinnfasern.

Professor Dr. W. Nernst-Göttingen: Physikalische Chemie.

Dr. F. Röhmman-Breslau: Physiologische Chemie.

≡ Bestellzettel. ≡

Bei

bestelle hiermit — fest — zur Ansicht:

..... **Jahrbuch der Chemie.** Bericht über die wichtigsten Fortschritte der reinen und angewandten Chemie.
Herausgegeben von Professor Dr. **Richard Meyer** in Braunschweig.

II. Jahrgang. 1892. In Leinen geb. Preis 12 *M.*
In Halbfranz geb. Preis 13 *M.* 50 *g*

I. Jahrgang. 1891. In Leinen geb. Preis 12 *M.*
In Halbfranz geb. Preis 13 *M.* 50 *g*

(Verlag von Friedrich Vieweg & Sohn in Braunschweig.)

*Ort und Datum:

*Name:

*Gefl. recht deutlich.

≡ Durch jede Buchhandlung zu beziehen. ≡

4

W

X

F

PROSPECTUS.

PHYSIKALISCHES
P R A K T I K U M

MIT BESONDERER BERÜCKSICHTIGUNG
DER
PHYSIKALISCH-CHEMISCHEN METHODEN

VON
EILHARD WIEDEMANN
UND
HERMANN EBERT.

ZWEITE VERBESSERTE UND VERMEHRTE AUFLAGE.

Mit 280 Holzstichen. gr. 8. geh. Preis 9 \mathcal{M} . In Leinen geb. 10 \mathcal{M} .

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1893.

Das „Physikalische Praktikum“ von E. Wiedemann und H. Ebert soll hauptsächlich den Bedürfnissen der Anfänger und insbesondere denen der Studirenden der Chemie Rechnung tragen. Um diesen Zweck zu erreichen, sind einmal solche Aufgaben aufgenommen, welche den Studirenden in die Methoden und Gesetze der Physik überhaupt einführen, sodann ist ein besonderes Gewicht auf die physikalisch-chemischen Methoden gelegt worden, deren Kenntniss für den Chemiker unumgänglich nöthig, für den Physiker höchst wünschenswerth ist. Die Angaben über die einzelnen Messungsmethoden sind so ausführlich angegeben, dass diejenigen, die nach den in dem Buche gegebenen Vorschriften arbeiten, auch ohne besondere Anleitung befriedigende Resultate erhalten können. Es schien dies besonders auch im Interesse der in der Praxis thätigen Chemiker zu liegen, die mehr und mehr zur Anwendung von physikalisch-chemischen Methoden genöthigt werden.

Einem jeden Abschnitt ist eine Einleitung vorausgeschickt, in welcher die allgemeinen Gesetze, die darin zur Anwendung kommen, erörtert, und die physikalischen Grössen, die gemessen werden sollen, sowie die physikalisch-chemischen Constanten, die sich aus ihnen ableiten, definirt sind. Besondere Uebungen sind zum Theil Wiederholungen der Vorlesungsversuche; sie sollen dazu dienen, obige Gesetze fester einzuprägen und diejenigen Gesichtspunkte hervorzuheben, welche bei der Construction der Messapparate und bei den angewandten Methoden in Frage kommen. Dadurch wird es ermöglicht, auch ohne Zuhülfenahme eines besonderen Lehrbuches sich auf die auszuführenden Messungen vorzubereiten.

Die Uebungen selbst sind qualitative oder quantitative. Im letzteren Falle wird gezeigt, wie aus den einzelnen Beobachtungsdaten sich diejenigen Grössen ableiten, welche in den entsprechenden Formeln enthalten sind. Die Berechnung ist so geführt, dass nicht einfach die erhaltenen Werthe in die Formel eingesetzt werden, sondern dass auch der Gedankengang, welcher zu derselben geführt hat, angegeben ist. Fast stets ist die Berechnung an einem Zahlenbeispiele erläutert.

Um den Praktikanten ferner mit den allgemeineren Resultaten der physikalischen Chemie bekannt zu machen, sind die Beispiele für die Uebungen so ausgewählt, dass dieselben schon an den bei ihnen erhaltenen Werthen hervortreten. Auch sind möglichst die zugehörigen theoretischen Betrachtungen beigelegt.

Ein Abschnitt „Gebraucht wird“ enthält alle für eine Uebung erforderlichen Gegenstände zusammengestellt.

Die Verfasser haben sich bemüht, die Apparate in einfachen, dafür aber möglichst übersichtlichen Constructionen zu verwenden; sie sind dann auch zu Demonstrationsapparaten geeignet und ihre Beschaffung ist weniger gut dotirten Instituten möglich; die hier zum Gebrauche derselben gegebenen Vorschriften dürften namentlich auch für Lehrer von Nutzen sein.

Die sämmtlichen mitgetheilten Aufgaben können innerhalb zweier bis dreier Semester bei zwei- bis dreistündiger wöchentlicher Arbeit erledigt werden. Bei beschränkter Zeit lässt sich leicht eine Auswahl treffen, die es dem Praktikanten ermöglicht, sich in einem Semester eine Uebersicht zu verschaffen. Die erst später von demselben auszuführenden Uebungen sind in dem Inhalt durch einen * bezeichnet.

Die Reichhaltigkeit der behandelten Gegenstände ist aus beifolgendem Inhalte zu ersehen.

I N H A L T.

A. Allgemeine Physik.

	Seite
I. Messen im Allgemeinen	1
Arithmetisches Mittel	1
Bildung von Mittelwerthen	2
Einheiten	2
1. Der Nonius	3
a) Der lineare Nonius	4
Ausmessung eines Cylinders mit der Schubleere und Berechnung seines Rauminhaltes	5
b) Der Kreisnonius	6
2. Libelle und Horizontalstellen einer Platte	7
3. Das Kathetometer	8
a) Einfachere Form des Kathetometers	8
b) Vollkommenere Form des Kathetometers	9
Verticalstellen des Kathetometers	9
Bestimmung des Durchmessers D einer grösseren Kugel	11
4. Das Mikrometer	11
Ausmessen der Dicke eines Drahtes oder einer Glasplatte	11
5. Das Sphärometer	12
Aichung des Sphärometers	12

	Seite
Messung der Dicke einer Platte	13
Messung des Radius R einer Kugeloberfläche	13
Messung der Krümmungsradien einer Linse	13
6. Die Spiegelablesung	14
1. Uebungen am Modell	16
Verhältniss der Tangente zum Bogen	16
Gang der Strahlen bei der Spiegelablesung	17
Ausmessung eines Messingklötzchens	17
2. Gewöhnliche Form der Spiegelablesung und Einstellen des Fern- rohres	18
7. Barometerstand und barometrische Höhenmessung	18
Reduction der Höhe einer Quecksilbersäule von ρ^0 auf die- jenige bei 0^0	20
Barometrische Höhenmessung	20
II. Freier Fall und Pendel	22
1. Freier Fall	22
Princip der Trägheit und des Beharrungsvermögens von Galilei	23
Absolutes und praktisches Maasssystem	23
Gesetze der gleichförmig beschleunigten Bewegung	24
Prüfung der Fallgesetze	24
Atwood'sche Fallmaschine	25
Bestimmung von g und Prüfung des Gesetzes der Fallräume	26
Prüfung des Gesetzes der Fallgeschwindigkeiten	26
Begriff der Arbeit	27
Potentielle und kinetische Energie	28
Princip von der Erhaltung der Energie	28
2. Das Pendel	28
Pendelgesetze	29
1. Prüfung der Pendelgesetze	29
2. Bestimmung der beschleunigenden Kraft der Schwere	30
III. Die Waage	33
Einleitung	33
I. Der Schwerpunkt. Arten des Gleichgewichts	33
II. Das Hebelgesetz	34
III. Princip der Waage und des Wägens	35
IV. Theorie der Waage	36
1. Das Waagebalken-Modell nach Weinhold	37
Prüfung der Sätze über den Ausschlag und die Empfindlichkeit	38
2. Das Waagemodell nach Buff	40
Einfluss der Schneidenstellung auf die Empfindlichkeit	41
Einfluss der Lage des Schwerpunktes auf die Empfindlichkeit	41
Einfluss der Länge der Balkenarme auf die Empfindlichkeit	41
*Einfluss der Ungleicharmigkeit der Waage auf die Wägungen	41
3. Wägen mit einer nicht ganz gleicharmigen Waage	42
Benutzung des bekannten Balkenverhältnisses	42
Methode von Borda	42
Doppelwägung	43
4. Chemische Waage	43
Einstellung der Waage	45
Prüfung der Waage	45
Ausführung einer Wägung. Bestimmung des Nullpunktes	46
Das Wägen, Reduction auf den luftleeren Raum	47
5. Calibren eines Gewichtsatzes	48

	Seite
IV. Dichte der festen und flüssigen Körper	50
Einleitung. Definition von Dichte und specifischem Gewicht	50
Bestimmung des spec. Gewichtes aus Gewicht und Volumen	51
Calibren eines Rohres. Vermeidung der Parallaxe	52
Bestimmung des Gewichtes aus Volumen und Dichte	54
Specifisches Volumen. Atom- und Molecularvolumen	54
Hydrostatische Waage	55
1. Verdrängungsmethoden	56
I. Bestimmungen mit dem Apparat von Al Biruni	56
II. Bestimmungen mit dem Pyknometer	57
1. Flüssigkeiten	58
2. Feste Körper	59
a) In Wasser nicht lösliche Körper	59
b) In Wasser lösliche Körper	60
2. Hydrostatische Methoden	61
Archimedisches Princip	61
I. Bestimmungen mit der gewöhnlichen Waage	62
1. Feste Körper	62
a) Feste Körper, die schwerer als Wasser und in Wasser unlöslich sind	62
b) Feste, in Wasser lösliche Körper	62
c) Feste Körper, welche specifisch leichter sind als Wasser	63
d) Feste pulverförmige Körper	63
2. Flüssigkeiten	64
II. Bestimmungen mit besonderen Vorrichtungen	64
A. Jolly'sche Federwaage	64
1. Prüfung des Gesetzes der Dehnung	64
2. Bestimmung der Dichte	65
B. Westphal-Mohr'sche Waage	65
Bestimmung der Dichte von festen Körpern aus dem Schwimmen in Flüssigkeiten	67
C. Nicholson'sche Senkwaage	67
D. Ariometer	68
Bedingungen für das Schwimmen	68
Allgemeines über Atomvolumen und Molecularvolumen	69
Periodisches System	69
Tabelle der Atomgewichte und Atomvolumina	71
Molecularvolumen einer Verbindung und Atomvolumen der darin enthaltenen Elemente	73
Additive und constitutive Eigenschaften	74
V. Verhalten der Gase bei Druck- und Temperaturänderungen	75
1. Das Volumenometer. (Boyle-) Mariotte'sches Gesetz	75
*2. Das Luftthermometer. Charles'-(Gay-Lussac'sches) Gesetz	76
Bestimmung des Verhältnisses der Volumina der erwärmten und nicht erwärmten Theile	79
Füllen des Luftthermometers mit Luft von 0° und bestimmtem Druck	79
Vergleichung des Luftthermometers und Quecksilberthermometers	80
Allgemeines	81
1) Reduction eines eventuell feuchten Gasvolumens auf 0° C. und 760 mm	81
2) Theoretisches. Absolute Temperatur. Kinetische Gastheorie	82
VI. Dichte der Gase und Dämpfe	84
Einleitung. Definition der Dampfdichte	84
Avogadro'sches Gesetz. Berechnung des Moleculargewichtes	85

	Seite
1. Bestimmung der Dichte eines permanenten Gases	86
2. Methode von Dumas	87
3. Methode von Gay-Lussac und A. W. Hofmann	91
Füllen und Calibrieren eines Barometerrohres	92
4. Methode von Victor Meyer	95
5. Methode von Bunsen, Ausfluss durch enge Oeffnungen	98
Torricelli'sches Theorem	98
Benutzung zur Bestimmung der Dichte von Gasen	99
Allgemeines. Avogadro'sches Gesetz. Verwendung der Dampfdichte zu Moleculargewichtsbestimmungen und zur Untersuchung von Dissociationen	100
VII. Elasticität	102
Einleitung. Arten der Elasticität. Elastische Nachwirkung	102
1. Elasticität der Dehnung	102
Elasticitätscoefficient und Elasticitätsmodul. Messung des Elasticitätscoefficienten	103
*2. Elasticität der Biegung	105
Einfluss der Befestigung	105
Bestimmung des Elasticitätsmoduls durch die Biegung	105
*3. Elasticität der Torsion. Torsionscoefficient	107
A. Statische Methode zur Bestimmung des Torsionscoefficienten	108
B. Dynamische Methode der Bestimmung desselben; Trägheitsmoment	110
VIII. Innere Reibung der Flüssigkeiten	113
Einleitung. Reibungscoefficient	113
Bestimmung desselben	114
Allgemeines. Innere Reibung von Salzlösungen	117
*IX. Capillarität	118
Einleitung	118
Bestimmung der Capillaritätsconstante durch Steighöhen	119
*X. Akustische Bestimmungen	121
Einleitung. Schwingungszahl, Tonhöhe, Wellenlänge	121
1. Bestimmung der Schallgeschwindigkeit durch Interferenz	121
Princip der Interferenz	122
Bestimmung der Wellenlänge	123
2. Bestimmung der Schallgeschwindigkeit durch stehende Wellen	124
Kundt'sche Röhren. Stehende Schwingungen	124
Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Luft	125
Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Glas	125
Bestimmung des Elasticitätsmoduls aus der Schallgeschwindigkeit	126
Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Kohlensäure	126
3. Bestimmung der Schwingungszahl von Stimmgabeln mit Hülfe des Quincke'schen Apparates	126
B. Wärme.	
I. Ausdehnung der Körper	128
Einleitung. Linearer und cubischer Ausdehnungscoefficient	128
1. Bestimmung des Ausdehnungscoefficienten von Stäben nach der Methode von Lavoisier und Laplace	129
*2. Das Gewichtsdilatometer	131
Bestimmung des cubischen Ausdehnungscoefficienten von Glas	132
Bestimmung des cubischen Ausdehnungscoefficienten von Benzol	133

	Seite
*3. Bestimmung des specifischen Gewichtes und des Molecularvolumens von Flüssigkeiten beim Siedepunkt	133
Allgemeines. Molecularvolumen beim Siedepunkt	135
II. Das Thermometer	136
Einleitung	136
1. Bestimmung der Fundamentalpunkte eines Thermometers.	
Bestimmung des Nullpunktes. Bestimmung des Siedepunktes	136
2. Calibrieren einer Thermometerröhre	138
3. Vergleichung zweier Thermometer	139
III. Schmelzpunkt	140
Einleitung	140
Ueberschmelzen, Unterkühlen	141
Bestimmung des Schmelzpunktes	142
Allgemeines. Mehrfache Schmelzpunkte	143
IV. Dampfdruck und Siedepunkt	144
1. Unterschied zwischen Dampf und Gas	144
Dampfdruck. Maximum des Dampfdruckes	145
Allgemeines. Ueberhitzte Dämpfe. Kritische Temperatur, kritischer Druck und kritisches Volumen	145
*2. Bestimmung der Dampfdrucke	147
3. Bestimmung des Siedepunktes	148
Allgemeines. Beziehung zwischen Zusammensetzung und Schmelzpunkt und Siedepunkt	149
V. Hygrometrie	151
Einleitung. Taupunkt, relative Luftfeuchtigkeit	151
1. Directe Bestimmung der mittleren Luftfeuchtigkeit durch Wägung	151
2. Taupunkthygrometer	152
Das Daniell'sche Hygrometer	152
Das Döbereiner-Regnault'sche Hygrometer	153
3. Das Differential-Psychrometer nach August	155
4. Saussure's Haarhygrometer	156
VI. Gefrierpunktserniedrigungen und Siedepunktserhöhungen von Lösungen	158
1. Erniedrigung des Gefrierpunktes von Lösungen	159
Gefrierpunktserniedrigungen in Benzol	160
Gefrierpunktserniedrigungen in Wasser	161
Allgemeines. Theorie von Arrhenius	162
2. Erhöhung des Siedepunktes von Lösungen	163
VII. Specifische Wärme fester und flüssiger Körper	168
Einleitung. Verschiedene thermische Grössen. Calorie, specifische Wärme, Atomwärme, Molecularwärme	168
Wasserwerth	169
1. Mischungsmethode	170
Einleitung	170
Erwärmungsapparate	171
Calorimeter	173
1. Bestimmung des Wasserwerthes eines Thermometers	173
2. Bestimmung der specifischen Wärme von festen Körpern	174
A. Versuche ohne Rücksicht auf Strahlungsverluste	174
B. Versuche mit Berücksichtigung der Strahlung	177
3. Bestimmung der specifischen Wärme von Flüssigkeiten	177
A. Methode von Andrews	177
B. Methode von Kopp	178

	Seite
2. Strahlungsmethode	179
Allgemeines. Convection, Strahlungsgesetz	182
*3. Bestimmung der specifischen Wärme mit dem Eis-calorimeter	183
Allgemeines. Dulong-Petit'sches Gesetz. Molecularwärme	187
*VIII. Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes	188
Einleitung. Aequivalenz von Wärme und Arbeit. Mechanisches Wärmeäquivalent	188
Bestimmung mit dem Puluj'schen resp. Christiansen'schen Apparat	189
*IX. Specifische Wärme der Gase	193
Einleitung. Specifische Wärme bei constantem Druck und constantem Volumen	193
1. Bestimmung des Verhältnisses der beiden specifischen Wärmen nach Clement und Desormes	193
2. Bestimmung des Verhältnisses der specifischen Wärmen durch die Schallgeschwindigkeiten	194
Allgemeines. Berechnung des mechanischen Wärmeäquivalentes	195
Verhältniss der translatorischen Energie der Molecüle zur gesammten Energie	196
X. Schmelzwärme und Lösungswärme	197
1. Schmelzwärme. Schmelzwärme des Eises	198
2. Schmelzwärme des Benzols	199
3. Lösungswärme	199
XI. Verdampfungswärme	202
Einleitung	202
Methode	203
Berechnung des Einflusses der Strahlung auf die Temperatur des Calorimeters	205
Allgemeines. Innere und äussere latente Verdampfungswärme	206
XII. Thermochemische Processe	208
Wärmeentwicklung bei chemischen Processen	208
Thermochemische Bezeichnungsweise. Wärmetönung. Grundsatz der Thermochemie	208
1. Bestimmung der Neutralisationswärme	209
Allgemeines	211
2. Bestimmung der Hydratationswärme	211

C. Optik.

Einleitung	214
Eintheilung der Optik	214
Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Wellenlänge, Schwingungszahl	215
I. Photometrie	216
Einleitung. Gesetz des umgekehrten Quadrates der Entfernung	216
1. Bunsen'sches Photometer	217
2. Joly'sches Photometer	217
3. Lummer-Brodhun'sches Photometer	218
1. Prüfung des Gesetzes der Abnahme der Erleuchtung mit dem Quadrate der Entfernung	218
2. Vergleichung zweier Lichtquellen	219
3. Bestimmung der Lichtmengen, welche von einem Flachbrenner nach verschiedenen Seiten hin ausgehen	219

	Seite
4. Beziehung zwischen Gasconsum und Lichtstärke	220
5. Bestimmung des Absorptionscoefficienten eines Rauchglases. Definitionen von Absorptions- und Extinctionscoefficient	220
II. Reflexion des Lichtes	223
1. Ebene Spiegel. Reflexionsgesetz	223
Virtuelle Bilder	224
2. Hohlspiegel	225
Brennweite. Hohlspiegelgesetze	225
1. Prüfung der Hohlspiegelgesetze	226
2. Bestimmung der Brennweite eines Augenspiegels	227
3. Convexspiegel	228
Bestimmung des Krümmungshalbmessers eines Convexspiegels	228
4. Reflexionsgoniometer	229
1. Verticalgoniometer von Wollaston	230
2. Horizontalgoniometer	231
Messung von Krystallwinkeln	231
III. Bestimmung des Brechungsindex	233
Einleitung. Gesetz von Snell oder Descartes. Bedeutung des Brechungsindex ($n = v_1/v_2$)	233
1. Vorübung	234
I. Bestimmung des Brechungsindex mit einem halbkreisförmigen Flüssigkeitstrog	234
II. Bestimmung der Brechungsindices mittelst eines Spectrometermodells	235
Prismen. Formel für den Brechungsindex	236
Hohlprismen	237
Spectrometermodell nach Weinhold	237
Einstellung des Apparates	238
Prüfung einer Platte auf Planparallelismus	238
Bestimmung des Prismenwinkels	239
Bestimmung der Ablenkung für beliebige Strahlen	240
Dispersion. Fraunhofer'sche Linien	241
Bestimmung der Brechungsindices für Strahlen von bestimmter Wellenlänge	241
*2. Bestimmung des Brechungsindex mit dem Spectrometer	242
I. Beschreibung und Einstellung des Spectrometers	243
II. Brechungsindex und Wellenlänge. Cauchy'sche Formel	246
III. Brechungsindex und Dichte	247
IV. Brechungsindex von Gemischen, optische Analyse	247
V. Brechungsindex und chemische Constitution. Molecular- und Atomrefraction	248
*IV. Totalreflexion	251
Einleitung. Grenzwinkel der totalen Reflexion	251
1. Kohlrausch'sches Totalreflectometer	251
I. Brechungsindex isotroper Körper, Glasplatte, Flüssigkeit	254
II. Brechungsindex doppelbrechender Krystalle	254
2. Abbe'sches Refractometer	255
I. Brechungsindex von Flüssigkeiten	257
II. Brechungsindex von festen Körpern	257
V. Linsen	258
Einleitung. Sammel- und Zerstreuungslinsen	258
Reelle und virtuelle Brennpunkte. Linsenformel, Bildgrösse, allgemeine Eigenschaften der Bilder	259

	Seite
I. Vorübung	260
II. Prüfung der Linsenformel und Methoden zur Bestimmung der Brennweite von Sammellinsen	261
A. Directe Methoden zur Bestimmung der Brennweite	261
B. Prüfung der Linsenformel und Benutzung derselben zur Bestimmung der Brennweite	261
C. Sphärische und chromatische Aberration der Linsen	262
D. Methode von Bessel zur Bestimmung der Brennweite	263
III. Bestimmung der Brennweite von Zerstreuungslinsen	263
A. Directe Methode	263
* B. Indirecte Methode mit Hilfe der Linsenformel	265
IV. Bestimmung der Vergrößerungszahl von Fernrohren, Mikroskopen und Lupen	266
Definition von Vergrößerung	266
a) Fernrohre. Beschreibung derselben und Vergrößerungszahl	267
b) Mikroskop. Beschreibung desselben und Vergrößerungszahl	269
c) Lupe	270
VI. Spectralanalyse	272
1. Einleitung. Aufgabe der Spectralanalyse, Spectrum. Emissionsspectrum. Absorptionsspectrum	272
2. Lichtquellen. Drummond'sches Kalklicht. Elektrisches Licht. Bunsen-, Terquembrenner. Vorrichtungen zum Einführen von Salzen in die Flamme	273
Geissler'sche Röhren	274
Fulgurator. Vorrichtung für Funkenspectren zwischen Metallen	275
3. Vorübung: Entwerfen eines Spectrums	275
Continuirliches Spectrum, Emissions- und Absorptionsspectrum	276
4. Spectralapparate	277
I. Spectroskope mit gerader Durchsicht	277
II. Spectralapparat mit Ablenkung nach Bunsen u. Kirchhoff	278
a) Beschreibung. Vergleichsprisma	278
b) Einstellung des Spectralapparates	280
5. Aichen der Scala und Bestimmung der Wellenlänge der Linien des Wasserstoffs	281
a) Aichen der Scala	281
b) Ermittlung der Wellenlänge der Linien des Wasserstoffspectrums aus Ablesungen an der Scala	282
6. Emissionsspectra	283
Einleitung. Continuirliches Spectrum	283
Banden- oder cannelirte Spectra. Linienspectra. Verbindungsspectra	283
a) Emissionsspectra, die im Bunsen- bezw. Terquembrenner erhalten werden. Aufzeichnung derselben: Natrium, Kalium, Lithium, Baryum, Strontium, Calcium, Indium, Thallium, Kupfer, Blei, Mangan, Magnesium, Bandenspectrum der Kohle	284
b) Emissionsspectra der Gase und Dämpfe unter Einfluss elektrischer Entladungen. Wasserstoff	286
Stickstoff, Sauerstoff, Kohlensäure, Quecksilber	287
Haloidverbindungen des Quecksilbers	287
*c) Funkenspectra von Salzlösungen. Magnesium, Natrium, harmonische Schwingungen	289
*d) Funkenspectra der festen Metalle; lange und kurze Linien	289
*e) Die ultravioletten Spectra. Fluorescenz, Cadmiumspectrum, Phosphorescenz, Luminescenzerscheinungen	290

	Seite
f) Verwendung der Emissionsspectra zur Analyse	291
Nachweis von Metallen	292
Verwendung des Vergleichsprismas	292
7. Absorptionsspectra. Einleitung	292
a) Untersuchung und Aufzeichnung der wichtigsten Absorptionsspectra	293
I. Methoden. Untersuchung von Pulvern, von planparallelen Schichten	293
II. Beschreibung einiger Absorptionsspectra. Einseitige Absorption. Zweiseitige Absorption. Bandenspectra. Linienspectra. Didymspectra	294
b) Einfluss von Temperatur, Schichtdicke u. s. w. auf die Absorptionsspectra	296
I. Einfluss der Schichtdicke	296
II. Einfluss der Concentration	297
III. Einfluss des Lösungsmittels (physikalischer Einfluss, chemischer Einfluss)	297
IV. Einfluss der Temperatur	298
c) Verwendung der Absorptionsspectra zur Analyse	298
I. Nachweis von Kalium neben Natrium	299
II. Spectralreactionen der Uransalze	299
III. Spectralreaction zur Erkennung von Magnesium	300
IV. Die Blutreactionen	300
8. Untersuchung des Sonnenspectrums. Fraunhofer'sche Linien	302
Kirchhoff'sches Gesetz	303
*VII. Interferenz des Lichtes	304
1. Bestimmung der Wellenlänge λ der Lichtstrahlen mit dem Gitter	304
Huygens'sches Princip. Beugung. Gitter und homogenes Licht	304
Gitter und weisses Licht	305
Gitterconstante. Gesetze der Ablenkung durch ein Gitter	306
Normalspectrum. Prüfung der Gittergesetze	306
Verhältniss der Wellenlängen $\lambda_{Na} : \lambda_{Li}$. Bestimmung der Gitterconstante. Bestimmung der Wellenlänge von λ_{Na}	307
2. Newton'sche Farbenringe. Theorie derselben	308
1. Messung der Ringradien. Prüfung der für dieselben geltenden Gesetze	308
2. Bestimmung des Krümmungsradius der angewandten Linse	310
3. Bestimmung der Wellenlänge des Lithiumlichtes. Farben dünner Blättchen	310
VIII. Polarisation	311
Einleitung. Geradlinig polarisirtes Licht	311
1. Polarisation durch Reflexion und Brechung an ebenen Glasflächen	311
Nörremberg'scher Apparat	312
Polarisationsebene, Polarisator, Analysator	312
2. Polarisation durch Doppelbrechung	313
Einleitung. Einfach- und doppelbrechende Körper. Optisch einaxige und zweiaxige Körper. Hauptschnitt	313
a) Doppelbrechung im Kalkspath	314
b) Nicol'sches Prisma	315
c) Turmalinplatte, Turmalinzange	316
3. Isochromatische Curven	317

	Seite
4. Bestimmung des Vorzeichens der Doppelbrechung eines optisch einaxigen Krystalles	317
IX. Drehung der Polarisationssebene	319
Einleitung. Optisch active Körper, rechts- und linksdrehende Körper. Gesetze der Drehung. Einfluss der Länge der Schicht, der Wellenlänge des Lichtes. Specifisches Drehungsvermögen, moleculares Drehungsvermögen	320
1. Mitscherlich'scher Polarisationsapparat und Grundversuche. Beschreibung	321
I. Versuche mit Quarzplatten	322
Einfluss der Dicke. Drehung verschiedener Modificationen	322
Einfluss der Farbe. Rotationsdispersion. Uebergangsfarbe	323
II. Versuche mit ungemischten Flüssigkeiten	324
III. Versuche mit Lösungen	325
*2. Rotationsdispersion	325
Formel von Boltzmann	327
*3. Lippich'scher Halbschattenapparat	327
4. Laurent'sches Polaristrobometer	328
5. Wild'sches Polaristrobometer. Savart'sche Doppelplatte	331
6. Saccharimeter von Soleil-Ventzke	333
Allgemeines	335
Eintheilung der drehenden Körper. Hemiëdrische und tetartoëdrische Flächen an denselben	335
Trennung der beiden drehenden Modificationen	335
Asymmetrisches Kohlenstoffatom	336
Zusammenstellung der Modificationen einiger Verbindungen (drehende und nicht drehende)	337
X. Das Spectrophotometer	338
1. Glan'sches Photometer. Beschreibung desselben. Hüfner'sches Photometer	338
1. Aichen des Apparates	340
2. Vergleichung der Helligkeit verschiedener Farben zweier Lichtquellen	340
3. Bestimmung der Absorptionscoëfficienten eines farbigen Glases	341
4. Bestimmung der Absorption einer gefärbten Flüssigkeit	341
2. Vierordt'sches Photometer	342

D. Electricitätslehre.

I. Electrostatiche Grundversuche	343
1. Erzeugung von Reibungselectricität und Verhalten derselben	343
Anziehung und Abstossung der Electricitäten	344
2. Leiter und Nichtleiter	344
3. Positive und negative Electricität	344
4. Erzeugung von Electricität durch Influenz	345
5. Anhäufung der Electricität auf der Oberfläche	346
IIa. Galvanismus (Einleitung und Apparate)	347
1. Ohm'sches Gesetz	347
Stromstärke, Stromdichte. Elektromotorische Kraft. Widerstand. Ohm'sches Gesetz. Widerstand und Dimensionen des Leiters. Specifischer Widerstand, specifische Leitfähigkeit	247
Innerer oder wesentlicher und äusserer oder unwesentlicher Widerstand	348

	Seite
Kirchhoff'sche Sätze	348
Zweigströme, Nebenschluss, Wheatstone'sche Brücke . . .	349
2. Einheiten	349
Empirische Einheiten. Chemische für die Stromstärke, Daniell und Latimer Clark für die elektromotorische Kraft, Siemens für den Widerstand	349
Absolute Einheiten. Ampère. Ohm. Volt	350
3. Apparate	350
1. Die galvanischen Elemente	350
I. Elemente mit einer Flüssigkeit	351
Volta'sche Kette. Amalgamiren des Zinks	351
Leclanché-Element	351
Bunsen's Chromsäureelement, Tauchelement	351
Element von Latimer Clark	351
Accumulatoren	352
II. Elemente mit zwei Flüssigkeiten	352
Element von Daniell. Normalelement von Daniell . .	352
Element von Grove und Bunsen	352
III. Verbindung mehrerer Elemente. 1) Neben einander. 2) Hinter einander	354
2. Leitungsdrähte und Klemmschrauben	355
3. Stromunterbrecher	355
4. Stromwender, Commutator oder Gyrotrop	356
1. Gyrotrop von Pohl	356
2. Gyrotrop von Ruhmkorff	357
5. Galvanometer. Horizontal- und Verticalgalvanometer . .	357
Galvanometer nach Quincke	359
Federalgalvanometer nach F. Kohlrausch	360
6. Die Rheostaten	360
Stöpselrheostat	360
Kurbelrheostat	360
IIb. Grundversuche. Ampère'sche Regel. Qualitative Prüfung des Ohm'schen Gesetzes	362
1. Bestimmung der Pole einer Säule mit dem Elektroskop .	362
2. Ampère'sche Regel	363
3. Qualitative Prüfung des Ohm'schen Gesetzes	364
Einfluss des Widerstandes. Einfluss der elektromotorischen Kraft	364
III. Bestimmung des elektrischen Leitungswiderstandes . . .	365
Einleitung. Leiter erster und zweiter Classe	365
1. Leiter erster Classe	365
A. Bestimmung nach der Substitutionsmethode. Zwei Methoden	365
B. Bestimmungen mit der Wheatstone'schen Brücke . . .	368
Bestimmungen von gegebenen Widerständen	370
* Bestimmung eines Zuleitungswiderstandes	370
Bestimmung des specif. Leitvermögens verschiedener Metalle	370
*2. Aenderung des Widerstandes der Leiter erster Classe mit der Temperatur	371
*3. Leitfähigkeit der Elektrolyte	372
Specifische und moleculare Leitfähigkeit	372
Vorübung nach der Substitutionsmethode	373
Methode von F. Kohlrausch	374
Allgemeines. Theorie von Arrhenius. Dissociationsgrad der Lösung eines Elektrolyten	377
*4. Bestimmung des Widerstandes galvanischer Elemente	378

	Seite
IV. Elektromotorische Kraft	379
*1. Bestimmung der elektromotorischen Kraft mit dem Elektrometer	379
A. Bestimmung mit dem Hankel'schen Elektrometer. Ladungs- batterie	379
B. Bestimmung mit dem Quadrantelektrometer	381
2. Bestimmung durch Vergleichung mittelst des Gal- vanometers nach Fechner	383
3. Bestimmung nach dem Compensationsverfahren von du Bois-Reymond	384
Bestimmung der elektrom. Kraft eines Leclanché-Elements . .	385
Bestimmung von relativ grossen elektromotorischen Kräften .	386
Bestimmung der elektrom. Kraft verschiedener Elemente . .	386
Aenderung der elektrom. Kraft mit der Zeit	386
V. Tangentenbussole und Spiegelgalvanometer	388
1. Tangentenbussole	388
Tangentengesetz. Reductionsfactor	388
Aichung der Tangentenbussole	390
*2. Spiegelgalvanometer	392
A. Beschreibung und Einstellung des Spiegelgalvanometers . .	392
Glockenmagnet	392
B. Astasirung des Galvanometers	394
C. Aichung des Galvanometers	395
D. Reduction der Scalablesungen auf Bogen	395
*VI. Wärmeentwicklung durch den galvanischen Strom; das Joule'sche Gesetz	396
Einleitung. Joule'sches Gesetz	396
1. Prüfung des Gesetzes	397
2. Bestimmung der specifischen Wärme von Flüssig- keiten mit Hilfe des Joule'schen Gesetzes	399
VII. Elektrolyse und Polarisation	400
1. Elektrolyse	400
1. Faraday'sches Gesetz und elektrochemische Strom- messung	400
Einleitung. Elektrolyte, Elektroden, Ionen, Anion, Kation. Ab- geschiedene Mengen und Stromstärke. Verschiedene elektro- chemische Aequivalente	400
1. Knallgasvoltameter	400
2. Wasserstoff- und Sauerstoffvoltameter	401
3. Kupfer- und Silbervoltameter	401
Vergleichung der abgeschiedenen Sauerstoff-, Wasserstoff- und Silbermengen	402
Vergleichung der abgeschiedenen Kupfer- u. Wasserstoffmengen	403
2. Elektrolytische Bestimmung des Kupfers im Kupfersulfat	403
3. Primäre und secundäre Processe	404
Verschiedene Elektrolysen	404
Jodkalium. Verdünnte Schwefelsäure. Natriumsulfat. Kalium- acetat	405
Secundäre Processe an den Elektroden. Bleisuperoxydbildung. Accumulatoren	406
2. Polarisation	407
1. Polarisationsströme. Grundversuch. Aenderung der Pola- risation mit der Zeit	407

	Seite
2. Elektromotorische Kraft der Polarisation	408
Bei verschiedenen Zersetzungszellen	409
Inconstanz der Ketten. Einfluss der Polarisation	409
*VIII. Thermoelektricität	411
Einleitung. Thermoelektromotorische Kräfte. Thermostrom.	
Thermoelement. Thermoelektromotorische Kraft und Temperaturdifferenz	411
1. Vorübung. Richtung und Stärke des Thermostromes bei verschiedenen Metallen	412
2. Bestimmung der Temperatur mit dem Thermoelement	413
Aichen des Thermoelementes. Messung von Temperaturen	413
3. Abweichungen von dem Proportionalitätsgesetze	414
4. Thermostrome zwischen verschiedenen Stellen derselben Substanz	415
IX. Elektrodynamik, Elektromagnetismus und Induction	416
1. Wechselwirkung zwischen Strömen und Strömen: Elektrodynamik. Ampère'sches Stativ. Elektrodynamisches Grundgesetz. Solenoid	416
2. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magneten: Elektromagnetismus	418
Wechselwirkung zwischen Magneten. Wechselwirkung zwischen Solenoiden. Elektromagnet	418
Magnetpol und Richtung der ihn ersetzenden Kreisströme. Ampère'sche Anschauung von der Constitution der Magnete	419
3. Erzeugung von Strömen durch Induction	419
1. Elektroinduction. Inductionsströme. Buff'sche Spiralen. Primäre oder inducirende, secundäre oder inducirte Spirale. Inductionsströme beim Oeffnen und Schliessen, Nähern und Entfernen	419
2. Magnetoinduction. Gleichheit der bewegten Electricitätsmengen im Oeffnungs- und Schliessungsstrom	421
3. Inductionsapparat, Schlittenapparat. Disjuncter	422
Wagner'scher oder Neef'scher Hammer	424
Einfluss der Eisendrahtbündel im Schlittenapparat. Physiologische Wirkungen	425
*X. Vertheilung des Magnetismus	426
1. Elektrische und magnetische Vertheilung	426
A. Elektrische Vertheilung	426
B. Magnetische Vertheilung. Anordnung der Molecularmagnete. Pole der Magnete. Kraftlinien	426
2. Magnetisches Moment	427
Definition. Bestimmung des magnetischen Moments an verschiedenen Stellen eines Magnetstabes durch Inductionsströme	427
*XI. Bestimmung der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus	429
Einleitung. Horizontalcomponente H des Erdmagnetismus. Magnetisches Moment M eines Magnetstabes	429
A. Bestimmung von $M \cdot H$	430
B. Bestimmung von M/H	431
Tabellen	433
1. Atomgewicht und Dichte der Elemente (Tabelle S. 71)	433
2. Reduction einer mit Messinggewichten ausgeführten Wägung auf den leeren Raum	433
3a. Dichte einiger fester und flüssiger Körper	433
3b. Dichte gasförmiger Körper	434

	Seite
4. Dichte des Wassers bei verschiedenen Temperaturen	434
5. Specifisches Volumen des Wassers, d. h. Volumen eines Grammes Wasser in Cubikcentimetern zwischen 0 und 100°	434
6. Dichte des Quecksilbers d bei verschiedenen Temperaturen t	435
7. Dichte wässriger Lösungen bei 15°, bezogen auf Wasser von 4° C. .	435
8. Mittlerer Barometerstand b in der Höhe H über dem Meeresspiegel (Lufttemperatur 10°)	436
9. Reduction eines Gasvolumens auf 0° und 760 mm	436
10. Löslichkeit einiger Stoffe in Wasser	439
11. Linearer Ausdehnungscoefficient für 1° C.	439
12. Specifische Wärme	439
13. Siedepunkte t des Wassers bei verschiedenen Barometerständen b .	440
14. Dampfdruck δ des gesättigten Wasserdampfes und Gehalt g an Wasser- dampf von 1 cbm Luft bei der Temperatur t	440
15. Spannkraft des Quecksilberdampfes in Millimetern Quecksilber . .	440
16. Spannkraft des Aetherdampfes vergl. S. 148	440
17. Gefrierpunkterniedrigung und Siedepunkterhöhung vergl. S. 159 und 164	441
18. Wellenlängen der wichtigsten Linien einer Reihe von Elementen und des Sonnenspectrums	441
19. Einheiten im absoluten Maasssystem	441
20. Brechungsindices einiger Körper	442
21. Elektricitätsleitung einiger Metalle	442
22. Elektrisches Leitvermögen einiger Salze und Säuren in wässriger Lösung bei 18°, bezogen auf Quecksilber von 0°	443
23. Elektrochemische Aequivalente vergl. S. 350	443
24. Tabelle zur Berechnung von Widerständen aus Messungen an der Wheatstone'schen Brücke	444
Trigonometrische Tafel, Einrichtung und Gebrauch derselben	446
Logarithmentafel, Einrichtung und Gebrauch derselben	448

≡ Bestellzettel. ≡

Bei

bestelle hiermit — fest — zur Ansicht:

Wiedemann-Ebert, Physikalisches Praktikum
mit besonderer Berücksichtigung der physikalisch-
chemischen Methoden. **Zweite** verbesserte und ver-
mehrte Auflage. Mit 280 Holzsichten. Preis 9 \mathcal{M} .
In Leinen gebunden. Preis 10 \mathcal{M} .

(Verlag von Friedrich Vieweg & Sohn in Braunschweig.)

*Ort und Datum:

*Name:

(*Gefl. recht deutlich.)

≡ Durch jede Buchhandlung zu beziehen. ≡

Ed. Liesegang's Verlag, Düsseldorf.

Probleme der Gegenwart.

Erster Band.

Beiträge zum Problem des electr. Fernsehens.

Von R. Ed. Liesegang.

130 Seiten. Mit Abbildungen. Preis 3 Mark.

Inhalt: Wirkungen des Lichtes. Einfluss auf die Leitungsfähigkeit. Photo-Electricität. Radiophonie. Licht und Magnetismus. Das Phototel. Geschichtliches. Aufnahme-Apparat. Reproductionsapparat. Schluss.

Urtheile der Presse:

„Elektricität“, 1892, p. 99. „... Der Verfasser gibt in obiger, 130 Seiten fassenden Schrift eine Aufzählung aller jener Versuche und Experimente, welche von den verschiedensten Seiten zur Lösung des elektrischen Fernseh-Problems gemacht wurden. Wenngleich das Problem noch nicht endgültig gelöst ist, so ist man doch ziemlich weit in die betreffende Materie eingedrungen, so dass eine baldige Lösung nicht zur Unwahrscheinlichkeit gehört. — Verfasser hat sich selbst hervorragend an den Versuchen beteiligt und wäre es zu wünschen, dass er durch glückliche Resultate für die vielen Mühen entschädigt würde. Allen denen aber, die sich für das Problem des elektrischen Fernsehens im allgemeinen interessieren, können wir das Liesegang'sche Buch warm empfehlen.“

„Technische Rundschau“, 1891. No. I. „... Das obige Buch ist mit Freuden zu begrüssen ...“

„Bayr. Ind. und Gewerbeblatt“, 1891. No. 22. „... eine Feststellung des bisher Geleisteten von hohem Interesse und Wert. Die Arbeit ist klar und sich in jedem Momente der leider zur Zeit noch eng gesteckten Grenzen bewusst.“

„Beiblätter z. d. Ann. d. Physik“, 1891. IV. „Eine übersichtliche Zusammenstellung der Beobachtungen über den Einfluss der Belichtung auf el. Erscheinungen, ...“

„Dingl. Polyt. Journ.“, Bd. 280, p. 192. „... erläutert die einschlägigen Gesichtspunkte und deren wissenschaftliche Unterlage. Der Stoff ist mit grossem Fleiss zusammengetragen und interessant bearbeitet. ... die entgeltliche Lösung kann nur eine Frage der Zeit sein. Die vorliegende Arbeit wird nicht verfehlen, klärend und fördernd zu wirken.“

„Electrotechnisches Echo“, 1891, p. 152. „... Diese Ausführungen werden genügen, um zu zeigen, welchen reichen Stoff der Verfasser in seinem Werke verarbeitet hat. Dabei ist die Sprache klar und leicht verständlich, sodass wir die Lektüre desselben allen angelegentlichst empfehlen können.“

„Electricitäts-Ztg.“, 1891, p. 202. „... aus der übersichtlichen und eingehenden Darstellung Liesegang's wird man ersehen, dass versprechende Anfänge für die Lösung der Aufgabe schon geschaffen sind und dass hier eine neue Anwendung der Electricität sich zu entwickeln beginnt, welche vielleicht dereinst eine grosse Bedeutung erhalten wird. Dem Fachgenossen dürfen wir die Liesegang'sche Arbeit empfehlen.“

„Electrotechn. Zeitschr.“, 1891. Heft 18. „Der Verfasser hat in dieser interessant geschriebenen Broschüre das zur Construction eines elektrischen Fernsehers erforderliche Material mit vielem Fleiss zusammengetragen ...“

„Brit. Journal of Photogr.“, 1891. I. Mai. „Wir würden uns freuen, wenn das Buch ins Englische übersetzt würde.“

„Polytechn. Centralblatt“, 1891, p. 154. „Mit erstaunlichem Fleiss hat der Verfasser alles dasjenige in geistvoller Form zusammengetragen, was über den hochinteressanten Gegenstand des elektrischen Fernsehens bisher bekannt geworden ist. Möge dasselbe zu einer baldigen Lösung des gewaltigen Problems wirksam beitragen.“

Ed. Liesegang's Verlag, Düsseldorf.

Probleme der Gegenwart.

Zweiter Band.

Der Monismus und seine Consequenzen.

Von

R. Ed. Liesegang.

78 Seiten. 8^o. Preis geheftet **2 Mark.**

Erster Theil: Parallele Wissenschaften. — Das Problem des Lebens. — Entwicklungsmechanik. — Grundlinien der Psychologie. — Eine Utopie auf biologischer Grundlage. — Naturalismus der Technik.



Urtheile der Presse:

„**Technisches Literaturblatt**“, 1892, p. 59. „Vor ungefähr einem Jahre erschien der fesseln geschrieben erste Band einer neuen Serie von Schriften: „Probleme der Gegenwart“. Er behandelt das höchst anziehende Thema der Möglichkeit des elektrischen Fernsehens. Die zweite Schrift aus der obengenannten Serie ist philosophischen Inhalts . . . Der Verfasser zieht die Sociologie heran, die Lehre von der Gesellschaft, um durch Analogieschlüsse Fragen aus der Biologie ihrer Lösung zuzuführen. Die Frage nach einer Erklärung des Lebens beantwortet Liesegang dahin, dass er als Charakteristikon des Lebenden die Assimilation unter dem Einfluss eines Reizes bezeichnet. Dies bildet auch die Basis seiner Entwicklungstheorie. Hinsichtlich der Psychologie stellt Liesegang sich auf den dynamischen Standpunkt: die gesammten physischen Erscheinungen zeigen sich als ein Kampf der Theile im Organismus. Von hohem Interesse sind die folgenden Kapitel, in denen der Verfasser, sowie er Biologie und Sociologie früher in Parallelismus setzte, jetzt die Technik mit der Histologie und Physiologie in Verbindung bringt. Der Verfasser zieht geistreiche Parallelismen zwischen dem Auge und den photographischen Apparaten, den Bewegungsorganen des Körpers und den Apparaten der Technik. Speciell diese letzten Capitel dürften von Interesse auch für den Techniker sein, wie überhaupt das ganze Werkchen in seiner fesselnden und höchst anziehenden Darstellungsart jedem Gebildeten zur Lektüre bestens empfohlen werden kann.“

Dr. Julius Miesler.

„**Literar. Centralblatt f. Deutschland**“, 1892. . . . Der Verfasser erweist sich zwar in naturwissenschaftlichen und philosophischen Dingen als nicht ununterrichtet, aber als ein unruhiger Kopf, dem bis jetzt die Fähigkeit abgeht, aus der Fülle der sein Inneres durchkreuzenden eignen Gedanken und der da oder dort aufgerafften Lehrmeinungen die entscheidenden Punkte herauszuheben und in einer gleichmässig fortschreitenden Untersuchung festzuhalten . . .“

„**Mith. Berl. Elektrotechniker Verein**“, 1892, p. 28. „Der Verfasser sucht in der vorliegenden Schrift darzuthun, dass die Entwicklung der Natur mit der des Intellekts identisch ist und dass diesem Satze gemäss auch der Techniker nur den Weg gehen kann, den die Natur ihm vorangegangen ist. Können wir dem Verfasser auch nicht durchweg beistimmen, so werden wir doch an dem Werke anerkennen müssen, dass es viele geistvolle Gedanken enthält.“

„**Blätter für literarische Unterhaltung**“, 1892, No. 18. „Nach der dynamischen Definition des Verfassers ist die Seele nicht, wie der Materialismus meint, identisch mit dem Gehirn oder einem Theile desselben, sie ist keine Materie in gewichtlosem Aggregatzustande, kein dem Lichtäther ähnliches Fluidum, das zwischen dem wägbaren Theile des Körpers lagert. Sie ist vielmehr immateriell, der Ausgleich der Spannungen aller Körperteile und in diesem Sinne die Harmonie der Körperteile.“

Michigan
90
Geschlossen am 1. Juli 1893.

1893.

N. 8.

ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GRN, L. W. GILBERT, J. C. FOGGENDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 49. HEFT 4.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERT FÜNFUNDACHTZIGSTEN BANDES
VIERTES HEFT.

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND INSBESONDERE DES HERREN

H. VON HELMHOLTZ

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

MIT ZWEI TAFELN.



LEIPZIG, 1893.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

(ARTHUR MEINER.)

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 12 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 36 M.

Inhalt.

	Seite
1. H. E. J. G. du Bois und H. Rubens. Polarisation ungebogter ultrarother Strahlung durch Metalldrahtgitter	593
2. Willy Wien. Die obere Grenze der Wellenlängen, welche in der Wärmestrahlung fester Körper vorkommen können; Folgerungen aus dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie	633
3. H. Ebert. Mechanisches Modell zur Erläuterung der Inductionsgesetze	642
4. H. Ebert. Electriche Schwingungen molecularer Gebilde	651
5. E. W. Lehmann. Ueber ein Photometer	672
6. P. Drude. Zur Theorie magnetooptischer Erscheinungen	690
7. W. Voigt. Bestimmung der Constanten der thermischen Dilatation und des thermischen Druckes für einige quasi-isotrope Metalle	697
8. W. Voigt. Die specifischen Wärmen c_p und c_v einiger quasi-isotroper Metalle	709
9. W. Voigt. Bestimmung der Elasticitätsconstanten für das chloresäure Natron	719
10. L. Zehnder. Ueber die Reflexion und die Resonanz der Hertz'schen electricen Schwingungen	724
11. D. Konowalow. Ueber die Eigenschaften der Lösungen, welche Amine mit Säuren bilden	733
Berichtigungen	760

Die geehrten Herren Mitarbeiter erlaubt sich die Redaction der Annalen ergebenst zu ersuchen:

- 1) Die Manuscripte druckfertig einzuliefern und in den Correcturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten;
- 2) die Zeichnungen in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuscript selbst einzuzichnen), sowie, da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, recht genau die Stelle des Manuscriptes anzugeben, wo sie hingehören;
- 3) Citate am Rande oder unten auf den Seiten der Manuscripte (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen;
- 4) falls ausnahmsweise mehr als die 50 von der Verlagsbuchhandlung kostenfrei gelieferten Sonderabdrücke gewünscht werden, dies bei Rücksendung des ersten Correcturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite gefälligst bemerken, alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mittheilungen aber an die Verlagsbuchhandlung richten zu wollen.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaction und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Verlag von Johann Ambrosius Barth (Arthur Meiner) in Leipzig.

LOMMEL, Dr. E. von, Prof. der Physik an der Universität München.
Lehrbuch der Experimentalphysik. X, 644 Seiten. gr. 8° mit
424 Abbildungen. 1893. Geh. M. 6.40, geb. M. 7.20.

Das „Lehrbuch der Experimentalphysik“, aus den Vorträgen des Verfassers entstanden, ist bestrebt, die Grundlehren der Physik, ohne weitläufige mathematische Entwicklungen, dem heutigen Standpunkte unserer Kenntnisse gemäss allgemein verständlich darzustellen. Unter Anekdoten an alltägliche Erfahrungen und leicht anzustellende Versuche sind die Thatsachen überall zum Ausgangspunkte gewählt. Der (grösser gedruckte) Haupttext bildet für sich einen zusammenhängenden Lehrgang, zu dessen Verständnis, welches durch zahlreiche in den Text gefügte Abbildungen unterstützt wird, die elementarsten mathematischen Kenntnisse genügen. Der Stoff ist so angeordnet, dass niemals später Folgendes vorausgesetzt, sondern nur auf früher Besprochenes zurückverwiesen wird, wodurch dem Anfänger das Studium wesentlich erleichtert wird. Um aber auch dem Bedürfnis von Mittel- und Hochschulen gerecht zu werden, sind (kleiner gedruckte) Abschnitte eingestreut, welche die wichtigsten Entwicklungen und Beweise in möglichst knapper elementarer Darstellung enthalten. Auch geschichtliche Daten haben gebührende Berücksichtigung gefunden und durch ein ausführliches Namen- und Sachregister ist dafür gesorgt, dass das Werk auch als bequemes Nachschlagebuch dienen kann.

Die Darstellung ist immer anziehend und klar. So reich die Litteratur nach dieser Seite hin ist, war doch ein wirklich brauchbares Buch über die ganze Physik unter Berücksichtigung der neuen Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität ein Bedürfnis.

Das Buch eignet sich somit nicht nur für den Studierenden, sondern auch für Gymnasien, Realgymnasien und Mittelschulen sowie zum Privatstudium.

Lichtelektrische Apparate

nach Elster u. Geitel. *Amalgam-Apparate* (Wied. Ann. 42, p. 564, Fig. 1) und *Kaltumzellen* (Wied. Ann. 43, p. 225) sowie dazu passende Säulen und Elektroskope liefert

Louis Müller-Unkel,
Braunschweig, Rebenstr. 13.

Chemische Fabrik List vor Hannover, E. de Haën,

gegründet 1861

fabricirt technische und pharmaceutische Producte
aller Art.

Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Neue wohlfeile Ausgabe

der

Mondkarte

in 25 Sectionen und 2 Erläuterungstafeln

von

Wilhelm Gotthelf Lohrmann

herausgegeben von

Dr. J. F. Julius Schmidt

weil. Direktor der Sternwarte zu Athen

mit einem Vorwort von

Dr. H. Ebert

Privatdozent an der Universität Erlangen.

27 Kupfertafeln 4° und Text VIII, 54 Seiten 4°
statt 50 M. jetzt 25 M.



Electrotechnisches Institut
Emil Braunschweig, Frankfurt a. M.

—*—

Voltmeter, Ampèremeter, Milli-Ampèremeter
Taschenvoltmeter in Uhrform.

Accumulatoren nach Patenten Faure und Julien
stationär und transportabel

in jeder gewünschten Grösse und Zusammenstellung.

Ganze electrische Einrichtungen
für Laboratorien
zu Versuchszwecken und zur quantitativen
chemischen Analyse durch Electrolyse.

Astatische
Spiegelgalvanometer,

modificirt von

Dr. H. E. J. G. du Bois und Dr. H. Rubens.

Quarzfäden für Galvanometer und Fadenkreuze,
Messinstrumente, Rheostaten, Funkeninductoren,
Vorschaltwiderstände, physikalische Apparate,
Elemente und Tauchbatterieen.

Keiser & Schmidt,

Berlin N., Johannisstrasse 20.

Verlag von Johann Ambrosius Barth (Arthur Meiner) in Leipzig.

Soeben erschienen:

Die Accumulatoren

Eine gemeinfassliche Darlegung ihrer Wirkungsweise,
Leistung und Behandlung

VON

Dr. Karl Elbs

Professor an der Universität Freiburg i. B.

VIII, 35 Seiten gr. 8° mit 3 Figuren im Texte. 1893. Mark 1.—

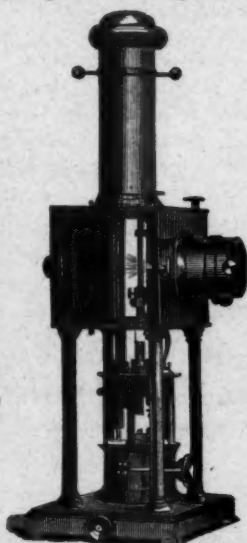
Das Schriftchen giebt eine äusserst klare und gemeinverständliche Erklärung des Principes der Accumulatoren, sowie die Regeln für deren Behandlung und Benutzung. Es wendet sich nicht nur an Chemiker und Physiker, sondern ebenso an Physiologen, Gymnasial- und Mittelschullehrer, Ärzte und Zahnärzte, welche aus Unkenntnis oft schlimme Erfahrungen mit Accumulatoren machen.

Apparate

zur objectiven Darstellung

der Spectral- und Polarisations-Erscheinungen, mikroskopischer Vergrößerungen photographischer und gemalter Bilder von wissenschaftlichen Gegenständen, von Gegenständen u. a. w.

Optisches Institut von



A. Krüss in Hamburg.

Glasphotogramme.

Preisannoncen auf portofreie Anforderungen gratis.

Optisches Institut
von A. Krüss in Hamburg.

Verlag von Johann Ambrosius Barth
in Leipzig.

Vor Kurzem erschienen:

HEYDWEILLER, A. D., Hilfs-
buch für die Ausführung elektrischer Messungen. 262 S. gr. 8°.
mit 58 Fig. 1892. geh. M. 6.—
geh. M. 7.—

Nachdem jetzt durch gründliche Bestimmung der absoluten Einheiten fester Boden geschaffen ist, war die Herausgabe eines Buches, in welchem die zahlreichen, in den letzten Jahrzehnten erdachten und sorgfältig ausgebildeten elektrischen Messmethoden in geordneter Zusammenstellung vorgeführt und erläutert werden, ein Bedürfnis, sowohl für wissenschaftliche Studien als auch für technische Ausarbeitungen.

BARUS, C., Die physikalische
Behandlung und die Messung hoher
Temperaturen. 97 Seiten gr. 8°
mit 29 Fig. und 2 Taf. 1892.
geh. M. 3.—

Das für Wissenschaft und Technik gleich wichtige Gebiet der Pyrometrie hat in diesem Buch eine nach beiden Seiten hin sehr fördernde Behandlung erfahren. Der Verfasser giebt zunächst eine übersichtliche Darstellung der bisherigen Arbeiten und deren Ergebnisse, und kommt zu dem Schlusse, dass das thermoelektrische Verfahren die meiste Aussicht auf eine befriedigende Entwicklung habe. — Er beschreibt dann eine grosse Anzahl von Apparaten und die damit von ihm im Laboratorium der U. S. Geol. Survey ausgeführten Versuche, deren wichtigste Ergebnisse mitgeteilt werden. — Wer sich aus wissenschaftlichem oder aus technischem Interesse mit der Messung hoher Temperaturen befassen will, wird in diesem Buche die beste Orientierung finden und seine weiteren Studien und Versuche danach einrichten können.

Durch mich ist zu verkaufen:

Ein vollständiges Exemplar der
Annalen der Physik und Chemie

und zwar bestehend aus:

- a) **Journal der Physik und Neues Journal der Physik**, herausgegeben von Fr. Albr. Carl Gren. 12 Bände mit Hauptregister (1800). Leipzig, 1790—1797.
- b) **Annalen der Physik** von F. A. C. Gren und Ludw. Wilh. Gilbert, Band 1—76 nebst 1 Registerband. Halle, 1799—1808. Leipzig, 1809—1824.
- c) **Annalen der Physik und Chemie**, herausgegeben von J. C. Poggen-dorff. Band 1—160 nebst 1.—8. Ergänzungsband, Jubelband, 4 Register, Namen- und Sachregister z. ganzen Folge. Leipzig, 1824—1877.
- d) ———, herausgegeben von G. Wiedemann. Neue Folge. Band 1—47, nebst Namenregister zu Band 1—35. Leipzig, 1877—1892.
- e) **Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie**, herausgegeben von G. und E. Wiedemann. Band 1—16, nebst Namenregister zu Band 1—15. Leipzig, 1877—1892.

Bis auf wenige Bände gleichmässig gebunden!

Auch einzelne Theile oder Serien werden abgegeben oder umgetauscht.

Wegen Ankauf wende man sich an die

Verlagebuchhandlung

Johann Ambrosius Barth
(Arthur Meiner) in Leipzig.

Mit zwei Beilagen von **Friedrich Vieweg & Sohn** in Braunschweig
und je einer Beilage von **Ed. Liesegang's Verlag** in Düsseldorf und
Johann Ambrosius Barth (Arthur Meiner) in Leipzig.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

4782

